# ACADÉMIE DES SCIENCES.

## SÉANCE DU LUNDI 14 MARS 1960

PRÉSIDENCE DE M. ÉMILE-GEORGES BARRILLON.

---

## PRÉSENTATION DE SAVANTS ÉTRANGERS.

M. **Jean-Jacques Trillat** signale la présence de M. **Harry Wilman**, Professeur de Chimie physique appliquée à l'Université de Londres, et M. **Jean Wyart** celle de Sir **Kariamanikkam Srinivasa Krishnan**, Directeur du Laboratoire national de Physique de l'Inde, à New Delhi. M. le Président leur souhaite la bienvenue et les invite à prendre part à la séance.

## CORRESPONDANCE, OUVRAGES PRÉSENTÉS OU REÇUS.

Le Président de la « **Accademia nazionale dei lincei** », à Rome, annonce la célébration, en novembre 1960, du centième anniversaire de la naissance de **Vito Volterra**, qui fut Associé étranger de l'Académie. Il invite celle-ci à se faire représenter à cette Cérémonie.

M. **André Allard**, Secrétaire général de l'**Académie internationale de médecine aéronautique**, fait part de l'installation officielle, à Bruxelles, de cette Académie et adresse les statuts de celle-ci.

L'Académie est informée

— du quatrième **Congrès international des irrigations et du draînage**, qui aura lieu à Madrid, du 30 mai au 5 juin 1960;

— du premier **Congrès de l'Association française de calcul** qui se tiendra à Grenoble, du 14 au 16 septembre 1960.

Les Ouvrages suivants sont offerts ou adressés en hommage à l'Académie :

— par M. **Joseph Pérès**, un volume de M. Bernard Persoz et divers intitulé : *Introduction à l'étude de la rhéologie*, dont il a écrit la *Préface*;

— par M. **Gustave Ribaud**, le fascicule LXV du *Mémorial des sciences physiques* contenant un Mémoire dont il est l'auteur, intitulé : *Conduction de la chaleur en régime variable*;

— par M. **Roger Heim**, le tome LVII de l'*Encyclopédie biologique*, constitué par un Ouvrage de **René Maire**, intitulé : *Flore de l'Afrique du Nord* (*Maroc, Algérie, Tunisie, Tripolitaine, Cyrénaïque et Sahara*), publiée par les soins de Pierre Quézel. Volume VI : *Monocotyledonæ : Liliales : Amarillidaceæ, Dioscoreaceæ, Iridaceæ; Scitaminales; Gynandrales*, et *Supplément* aux tomes I à VI par Pierre Quézel.

— par M. **Gustavo Colonnetti**, son Mémoire intitulé : *Elastoplasticita. Saggio di interpretazione delle deformazioni plastiche come fenomeni ereditari*, qui constitue le tome 19 de *Pontificiæ academiæ scientiarum scripta varia*;

— par M. **Pierre Martens**, les quatre fascicules suivants : *Bec nucellaire, micropyle et paroi mégasporale chez* Encephalartos Poggei Ascherson; — *Un facteur évolutif négligé : le bec nucellaire de l'ovule;* — *Floraison et sexualisation*; — *Structure et ontogenèse du cône et de la fleur femelles de* Welwitschia mirabilis.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° Commissariat à l'énergie atomique. *La technique des couches minces et son application à la microscopie électronique*, par Gaston Ranc (Thèse, Caen).

2° Id. *La contagion isotopique dans les séparateurs électromagnétiques d'isotopes*, par Charles Cassignol (Thèse, Paris).

3° *Les coléoptères du sol*, par Henri Coiffait.

4° *Étude théorique de l'influence des réflexions intérieures sur la marche d'un rayon lumineux traversant une lame transparente soumise à des forces agissant dans son plan moyen*, par Henry Favre.

5° *Über die experimentelle Bestimmung dreidimensionaler Spannungszustände*, von Walter Schumann.

6° *La détermination purement optique des constantes* E, ν, G *des matières isotropes transparentes. Contribution à l'étude des plaques minces fléchies d'épaisseur brusquement variable*, par Marzio Martinola.

7° *Étude expérimentale et théorique de la répartition des tensions dans les plaques circulaires fléchies d'épaisseur variable*, par Henry Favre, Walter Schumann et Marzio Martinola.

8° Comité des travaux historiques et scientifiques. *Comptes rendus du Congrès des Sociétés savantes de Paris et des Départements* tenu à Dijon en 1959. Section des sciences. Sous-direction de Géologie. *Colloque sur le crétacé supérieur français.*

9° *On the family of classes concerning « Random functions »*, by KÖMEI SUZUKI.

10° MARIO A. GARCIA GAMBOA. *Conocian los antiguos antes de los Chamberlen el forceps obstetrico ?*

11° *Les rayonnements ionisants. Calculs techniques. Tables de valeurs numériques à l'usage des ingénieurs, radiologues, officiers*, par LUCIEN BRUNELET.

Il signale également un Ouvrage multicopié :

Agua y energia electrica (Buenos Aires). Departamento recursos hidricos. Publicacion I. *Cantos rodados y material en suspensión de los ríos Bermejo, Pescado e Iruya. Provincia de Salta*, por NICOLAS KONZEWITSCH.

## PRÉSENTATIONS.

Dans la formation d'une liste de candidats à la Chaire d'Écologie générale du Muséum National d'histoire naturelle, pour la première ligne, M. *Paul Remy* obtient 53 suffrages contre 6 à M. *Claude Delamare-Deboutteville.*

Pour la seconde ligne, M. *Claude Delamare-Deboutteville* obtient 48 suffrages; il y a deux bulletins blancs et un bulletin nul.

En conséquence, la liste présentée à M. le Ministre de l'Éducation Nationale comprendra :

*En première ligne*......... M. **PAUL REMY**
*En seconde ligne* ......... M. **CLAUDE DELAMARE-DEBOUTTEVILLE**

## MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

### DES MEMBRES ET CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

PHYTOPATHOLOGIE. — *Nouvelles données sur les réactions chimiques de défense chez les Orchidées.* Note de M. **Ernest Gäumann.**

Dans un travail précédent ([1]) nous avons montré que certaines Orchidées, par exemple l'*Orchis militaris* L., sont capables de répondre à l'approche de champignons de mycorhizes par des réactions de défense de nature chimique. L'une de ces substances défensives synthétisées au cours des réactions antiinfectieuses se trouve être l'Orchinol, $C_{16}H_{16}O_3$.

Dans la présente Communication nous nous occuperons des trois questions suivantes :

*a.* quelle est la longueur de la *période d'incubation*, c'est-à-dire combien de temps s'écoule-t-il jusqu'à l'apparition de l'Orchinol dans les tissus de bulbes d'*Orchis militaris* ?

*b.* quel est le *niveau maximal d'immunité* dans les tissus des bulbes d'*Orchis militaris*, c'est-à-dire quelle teneur maximale en Orchinol peuvent-ils atteindre ?

*c.* quelle est l'*étendue topographique* de la réaction de défense, c'est-à-dire jusqu'où dans les tissus de l'*Orchis militaris* s'étendent l'induction et sa réponse ?

Dans de gros bulbes d'*Orchis militaris* on découpe des cylindres de 11 mm de diamètre et de 12-13 mm de hauteur. Ils sont ensuite placés directement sur des cultures du champignon de mycorhize, *Rhizoctonia repens*, âgées de 5 jours, cultivées en boîte de Petri sur de la gélose au malt et incubées à 24° C. Après 1, 2, 5 et 8 jours les cylindres sont recueillis et découpés en rondelles de 2 mm d'épaisseur. Pour l'examen de l'Orchinol, on rassemble les rondelles correspondantes de huit répétitions.

*Le temps nécessaire au déclenchement de la synthèse de l'Orchinol.* — Après 24 h de contact direct avec le mycélium du champignon, il n'y a pas encore d'Orchinol dans la rondelle inférieure; après 48 h on en trouve déjà 28 γ par gramme de tissu frais. Dans les tissus de bulbes d'*Orchis militaris*, le mécanisme de la synthèse de l'Orchinol, soit la défense chimique contre l'agent infectieux, commence donc après une durée d'induction d'environ 36 h. Ce laps de temps, qui correspond à peu près à celui nécessaire aux tissus animaux et humains, se trouve être relativement grand pour des tissus végétaux. Si, par exemple, des tubercules de pommes de terre sont infectés par piqûre avec le *Bacillus atrosepticus* Van Hall,

l'agent de la maladie dite de la jambe noire, c'est après 10 h déjà qu'on peut constater une nette élévation de température (conséquence d'une

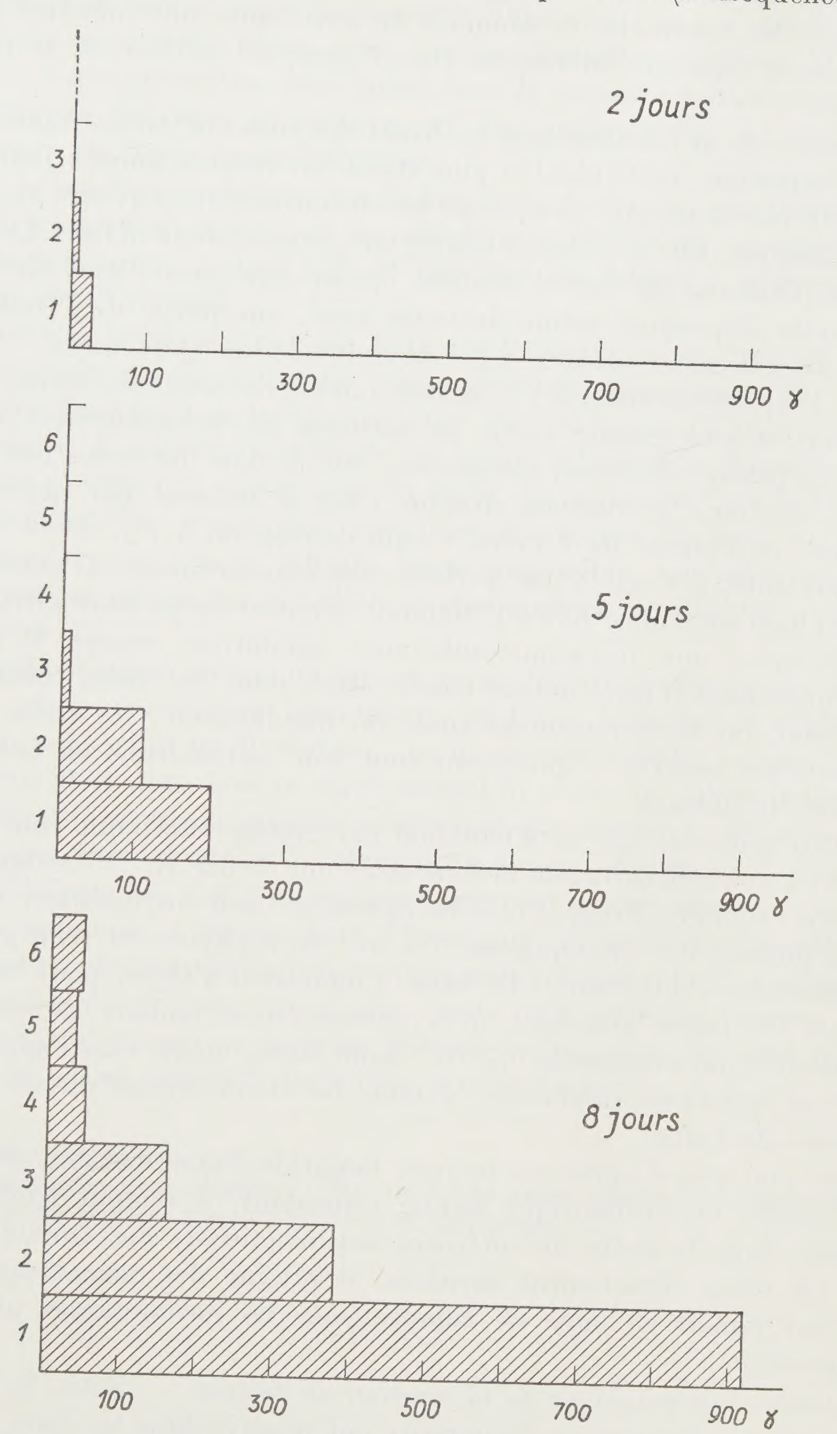



Fig. 1. — Les *teneurs en Orchinol* dans les cylindres de bulbes d'*Orchis militaris* après 2, 5 et 8 jours d'induction. Abscisses : teneur en Orchinol exprimée en γ par gramme de tissu frais. Ordonnées : les six étages superposés correspondent aux six rondelles découpées de bas en haut dans les cylindres de tissu.

augmentation du métabolisme provoquée par la présence de parasite). C'est dans un même ordre de grandeur que se place la réaction hyperthermique des tubercules de pommes de terre après une infection par le *Phytophthora infestans* (Mont.) de By., l'agent du mildiou de la pomme de terre.

*L'intensité de la réaction dans les tissus des bulbes d'*Orchis militaris. — La concentration en Orchinol la plus élevée fut trouvée après 8 jours dans la rondelle inférieure (*fig.* 1), celle qui fut en contact direct avec le mycélium du champignon. Elle se monte à 920 μg par gramme de tissu frais. La teneur réelle en Orchinol de ladite rondelle devait être encore plus élevée, vu que, par la disposition même de notre essai, une partie de l'Orchinol a diffusé dans la gélose ou bien a été décomposée biologiquement.

Dans 1 g de bulbe frais, il y a environ 120 mg de substance sèche, consistant pour la plus grande partie en matières physiologiquement inertes, telles que parois cellulaires, muqueuses, etc. Si donc les tissus des bulbes d'*Orchis militaris* produisent environ 1 mg d'Orchinol par gramme de tissu frais en l'espace de 8 jours, ce qui correspond à 1 % de la matière sèche présente, il s'agit d'une performance extraordinaire. D'autant plus que, pendant ce temps, outre l'Orchinol, d'autres corps sont synthétisés; par exemple, une deuxième substance inhibitrice encore à l'étude. En s'approchant, l'infection déclenche ainsi, dans les tissus touchés par l'induction, un bouleversement total du métabolisme; les tissus avoisinant le foyer modifient quasiment tout leur métabolisme en faveur des réactions de défense.

D'autre part, les 920 μg d'Orchinol par gramme de bulbe frais correspondent à une concentration molaire moyenne de $0,5 \cdot 10^{-2}$ d'Orchinol dans le liquide cellulaire. Presque tous les champignons de mycorhizes, de même que la plupart des champignons du sol, saprophytes ou semi-parasites, sont sensibles à l'Orchinol. Le taux d'inhibition s'élève, pour les représentants les moins sensibles, à la concentration molaire de $10^{-2}$-$10^{-3}$; la concentration molaire de $0,5 \cdot 10^{-2}$ suffit donc, même sans l'appui d'une deuxième substance inhibitrice, à tenir les champignons du sol éloignés des tissus de bulbe.

Il est vrai que, d'après son pouvoir fongicide, l'Orchinol doit être considéré comme un antibiotique faible; cependant, il remplit parfaitement sa tâche dans le cadre des défenses antiinfectieuses des Orchidées; car, dans les tissus directement menacés, il atteint des concentrations qui n'entrent jamais en ligne de compte pour les antibiotiques utilisés en thérapeutique.

*L'étendue topographique de la réaction de défense.* — Selon la figure 1, les substances inductrices du parasite ont pénétré dans les deux rondelles inférieures pendant les deux premiers jours, soit sur une distance d'environ 4 mm; elles y ont déclenché la synthèse de l'Orchinol. Cela correspond à une vitesse de diffusion de 2 mm pour 24 h. Par la suite la réaction

antiinfectieuse se développe dans la colonne de tissu aussi bien topographiquement que quantitativement; elle s'approche du maximum le 8e jour. Pendant ce temps une barrière d'immunité de 4-6 mm de largeur s'est créée autour du foyer, avec une concentration molaire d'Orchinol de $10^{-2}$. Cette protection isole aussi bien le parasite primaire que toute la suite des parasites secondaires et des saprophytes, les empêchant d'attaquer les tissus restés indemnes.

Mais la réaction de défense des bulbes ne se limite pas aux tissus entourant directement le foyer, car les substances inductrices sécrétées par le parasite ont, entre temps, diffusé dans tout le bulbe, y provoquant la synthèse de l'Orchinol.

La défense antiparasitaire des bulbes d'Orchidées n'est donc pas seulement une réponse localisée des tissus directement menacés par l'agent infectieux (immunité de tissu), mais une réaction de tout l'organe, soit du bulbe entier. A une infection locale, les bulbes d'Orchidées répondent donc dans leur totalité. En s'éloignant du foyer, la teneur en Orchinol et avec elle l'immunité des tissus diminuent il est vrai; mais elle reste cependant assez élevée pour rendre difficile, voire impossible, une réinfection des bulbes par les mêmes ou par d'autres champignons semblables (immunité de l'organe).

L'étendue topographique de ces réactions défensives n'est guère comparable à celles généralement connues en médecine humaine et vétérinaire, car ce ne sont, chez les Orchidées, que de simples cellules somatiques qui réagissent, alors que, dans le règne animal, il s'agit de cellules hautement spécialisées du système réticulo-endothélial qui déversent dans les voies circulatoires leurs produits de réaction, à savoir les anticorps. Les réactions de défense des tissus d'Orchidées trouvent quand même un parallèle chez les animaux, à savoir dans l'immunité de tissu de Besredka ([2]); celle-ci est établie par diffusion des antigènes de cellule à cellule et n'engendre pas d'anticorps entraînés par le sang, mais seulement une barrière locale d'immunité de 10 mm de largeur. L'ordre de grandeur de cette barrière est donc le même que chez les bulbes d'Orchidées.

([1]) *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 2542.

([2]) *Immunisation locale,* Masson, Paris, 1925, 252 pages; *Études sur l'immunité dans les maladies infectieuses*, Masson, Paris, 1928, 414 pages.

CINÉMATIQUE DES FLUIDES. — *Théorie des ensembles et mouvement turbulent.* Note de M. **Georges Bouligand.**

1. Extension d'un exemple antérieur, donné comme prototype. — 2. Discussion de la marche à suivre pour en déduire un mouvement turbulent. — 3. Rapprochements concrets.

1. Je ne m'occupe ici que de *liquides.* J'ai donc recours à des correspondances entre ensembles, ayant la propriété de *conserver les mesures de volume.* J'ai montré qu'il est des cas où de telles correspondances ne se réduisent pas au jeu d'un processus « point par point » : il s'agissait alors de conservation des volumes en deux domaines équivalents et soumis au préalable à des fibrations adéquates (1). Les correspondances qui vont être prises en cause, dans la classe générale envisagée, émanent au contraire d'un processus ponctuel dont j'ai donné le principe en une récente Note N (2) et dont je me propose de compléter l'étude.

On part d'un nombre réel $\xi$ compris entre o et 1 et donné par son développement dans le système binaire S (2), ou ce qui revient au même par une série

$$\sum_{i=1}^{\infty} \tau_i \quad \text{avec} \quad 2^{2i}\tau_i = 2a_{2i-1} + a_{2i}$$

en ne donnant aux $a_{2i-1}$, $a_{2i}$ d'autres valeurs que o et 1. Cela posé, on note $(\mathrm{TE})_r$ une opération n'atteignant dans $\xi$ que la tranche $\tau_r$ par échange de $a_{2r-1}$, $a_{2r}$. Empruntant à la base des $(\mathrm{TE})_r$ une suite, finie ou infinie, de ces transformations élémentaires pour les composer entre elles, on détermine un groupe commutatif GC où est conservée la mesure linéaire et où, de plus, chaque transformation est sa propre inverse. On y peut trouver des transformations arbitrairement voisines de l'identité sans toucher aux $p$ premières tranches et en prenant $p$ arbitrairement grand. Vraies dans S (2), ces propriétés le demeurent pour tous les systèmes de numération S (3), S (4), ..., S ($n$), .... Dès lors, on peut faire en sorte que l'ensemble des discontinuités d'une $f(\xi)$ arbitraire soit *dense partout* et le voisinage *ad libitum* de $f(\xi)$ vis-à-vis de l'identité permet, en composant un nombre fini de $(\mathrm{TE})_r$, empruntées aux divers GC ($n$), astreintes par surcroît à un tel voisinage, de représenter, à intervalles temporels d'une durée $\leq \varepsilon$, des configurations successives d'un mouvement turbulent. Du moins, cela en fournit-il une approximation et l'on peut atteindre ce mouvement à condition de faire intervenir les états limites de ces configurations quand $\varepsilon$ tend vers zéro, sous réserve de conservation de la mesure quand la limite est atteinte.

2. Toutefois, cette marche naturelle, à partir des transformations de base

du n° 1, exige des calculs pénibles pour aboutir à un mouvement turbulent dans le cube unité.

Je dois revenir à ce propos sur la tentative indiquée dans N (n° 5) d'atteindre plus directement la conservation de la mesure. On échoue dans cette voie, vu que pour $\alpha$ et $\theta$ donnés (avec $0 < \theta < 1$), l'équation en $\xi$ :

$$(E_\theta) \qquad \alpha = \theta\xi + (1-\theta) f(\xi)$$

ne rentre pas dans un type univoque. En particulier, ayant pris $2\theta = 1$, on obtient en général pour $\xi$ des valeurs en nombre $\geq 2$ : étude facilitée (quand on fait, par exemple, $n = 2$ et quand on choisit pour $f$ la fonction $\bar{f}$ permutant chaque tranche) moyennant une étude préalable de l'ensemble $\bar{\Delta}$ des points $[\xi, \bar{f}(\xi)]$. Cet ensemble a des propriétés simples : il se décompose pour chaque entier $p$ en $4^p$ ensembles égaux, inscrits en des carrés du plan $(\xi, f)$ homothétiques du carré unité dans le rapport $4^{-p}$.

Plus généralement, ayant extrait une $f(\xi)$ quelconque du groupe minimal $(\Gamma\mu)$ astreint à posséder les sous-groupes

$$GC(2),\quad GC(3),\quad \ldots,\quad GC(n),\quad \ldots,$$

on sera conduit à retenir, dans l'ensemble $\Delta$ des points $[\xi, f(\xi)]$, les cordes à pentes négatives, et bien entendu, les valeurs mêmes de ces pentes, pour la discussion de $(E_\theta)$. Les chevauchements qui se produisent alors en passant de $\xi$ à son image $\alpha$ excluent pour la mesure l'invariance recherchée.

3. L'étude du groupe $(\Gamma\mu)$ ne semble pas livrer de propriété simple. Ce qui paraît le plus opportun est d'élargir encore la classe des modèles qu'il fournit en adjoignant à chacun d'entre eux ses équivalents, introduits par le jeu d'une transformation plus classique n'altérant pas les volumes. On pourra, soit la prendre du type homéomorphe dans le cube unité, avec dérivées premières continues et jacobien partout égal à 1, soit même étendre encore le champ par recours aux fibrations rappelées ici même au n° 1, tout à son début. Resterait à savoir si, dans cette classe très élargie de modèles, on peut d'abord trouver au moins un *attribut qualitatif*, détenu en commun par tous ceux-ci et qui viendrait leur conférer une valeur concrète.

Une difficulté se présente : les transformations à composer entre elles n'agissent pas exclusivement sur le système discontinu des molécules, leur intérêt provenant de leurs discontinuités propres, chose différente. Pour tirer parti de ce qui précède, il paraît malaisé de raisonner sans introduire les molécules et divers *types d'essaims* qui en sont composés : les moins restreints le seraient pourtant jusqu'au point où l'écart maximal de deux molécules s'y trouvant ne pourrait être diminué *sans mettre en cause l'incompressibilité*, on pourrait donc désigner ce premier type en parlant d'essaims (Ei). Il n'y a pas là seulement une question de nombre des molécules présentes dans un tel (Ei), mais une question de forme (vaguement sphé-

roïde et convexe) de cet (Ei). A cette étape, l'individualité des molécules est impliquée ([3]) : il faudrait estimer, au bout d'une durée $\delta$ de quelques $\varepsilon$ (après avoir précisé $\varepsilon$ en concordance avec la fin du n° 1), l'importance d'ensembles (Er) plus restreints qu'un (Ei), lesquels seraient venus *s'y adjoindre* ou *s'en détacher*, ces deux mutations inverses ayant maintenu pratiquement le volume de (Ei) à sa valeur antérieure à la durée $\delta$. Ceci suppose obtenue, au besoin par des procédés indirects, une comparaison délicate qui porterait en définitive sur trois termes :

1° diamètre d'un Ei;

2° rapport au bout de la durée $\delta$ du nombre des molécules d'un (Er) au nombre de celles de l'Ei qui le reçoit ou le laisse échapper;

3° plus courte distance (moyenne) des molécules.

Cela demande beaucoup, en matière de techniques expérimentales. Et pourtant, n'est-ce pas là, en terrain qualitatif (tout au moins au départ) l'unique voie permettant de s'interroger en voyant mieux alors comment rejoindre les précédents modèles ensemblistes ?

(1) G. Bouligand, *Annali di Matematica*, 4e série, 48, 1959, p. 353-359.

(2) *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 1409.

(3) C. Bory, *Rev. Métaph.*, 1957, p. 149-156.

# MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

PRÉSENTÉS OU TRANSMIS PAR LES MEMBRES ET CORRESPONDANTS.

## TOPOLOGIE. — *Une topologie « taubérienne ».*

Note de M. **Oscar A. Varsavsky**, présentée par M. Jacques Hadamard.

1. Le théorème de Wiener-Tauber se traduit dans certaines algèbres de Banach commutatives semi-simples (BCS) par l'énoncé suivant [Loomis ([1]), p. 85] : *Tout idéal propre fermé est contenu dans un idéal régulier maximal.* Cet énoncé vaut pour les BCS régulières (au sens de Shilov) et telles que les éléments dont la transformée de Fourier-Gelfand est à support compact (nous dirons « éléments compacts ») sont denses.

Rappelons qu'une BCS est régulière au sens de Shilov si la topologie « capsule-noyau » (CN) — définie ci-dessous — coïncide avec celle de Gelfand.

Appelons « irrégulier » tout idéal qui n'est contenu dans aucun idéal maximal régulier; l'essentiel de la démonstration consiste à voir que, pour les BCS régulières, tout idéal irrégulier contient tout élément compact.

Lorsqu'on cherche à étendre ce résultat à des anneaux non topologiques, mais toujours commutatifs et semi-simples (ACS), la seule difficulté consiste à remplacer la condition de Shilov par quelque autre plus algébrique.

On prouve ici que si l'on introduit dans l'espace des idéaux maximaux réguliers une certaine topologie T plus faible que CN, on peut éliminer entièrement la condition de Shilov; c'est pourquoi nous l'avons appelée « topologie taubérienne ».

2. Soit A un anneau commutatif et $\mathcal{M}$ l'ensemble de ses idéaux maximaux réguliers. Nous rappelons les définitions suivantes : le noyau d'une partie $\mathcal{A}$ de $\mathcal{M}$ est $N(\mathcal{A}) = \cap\{M \mid M \in \mathcal{A}\}$; la capsule d'une partie B de A est $C(B) = \{M \in \mathcal{M} \mid B \subset M\}$; un idéal irrégulier est un idéal dont la capsule est vide; la topologie CN de $\mathcal{M}$ est ainsi définie : une partie $\mathcal{A}$ de $\mathcal{M}$ est CN-fermée si et seulement si elle est la capsule de son noyau; on sait que la topologie CN a une base d'ensembles fermés de la forme $\mathcal{N}_a = \{M \in \mathcal{M} \mid a(M) = 0\}$, $a \in A$, où $a(M)$ est la projection de $a$ dans le corps A/M.

Définissons alors $\mathcal{E}_a = \{M \in \mathcal{M} \mid a(M) = 1\}$, $a \in A$, ce qui a toujours un sens.

Si A a une unité, on a $\mathcal{E}_a = \mathcal{N}_{1-a}$, et l'on retrouve la base de CN.

Dans tous les cas, *les $\mathcal{E}_a$, avec $\mathcal{M}$, forment une base d'ensembles fermés d'une topologie sur $\mathcal{M}$*, que nous appellerons T. En effet, $\mathcal{E}_a \cup \mathcal{E}_b = \mathcal{E}_{a+b-ab}$, et $\mathcal{E}_0 = \emptyset$.

On voit sans peine que, pour la topologie T, *tout point* $M \in \mathfrak{M}$ est un *fermé*.

Parmi les propriétés générales de la topologie T, la plus intéressante est la suivante :

*Une partie propre de* $\mathfrak{M}$ *est* T-*fermée si et seulement si elle est* CN-*fermée et que son noyau est un idéal régulier.*

La démonstration ne présente pas de difficulté.

T est donc plus faible que CN. Pour qu'elles soient équivalentes il suffit que A ait une unité, mais ceci n'est pas nécessaire.

Lorsque A est une BCS régulière, on sait que les parties CN-fermées à noyau régulier sont justement les parties compactes. Par exemple, pour l'algèbre de convolution $L^1(R)$, on a $\mathfrak{M} = R$, et la topologie T sur R est engendrée par les parties compactes.

Il n'en est pas toujours ainsi. Par exemple, dans l'anneau des fonctions analytiques $f(z) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n z^n$, avec $\sum_{n=1}^{\infty} |a_n| < \infty$, où $\mathfrak{M} = \{z \mid 0 < |z| \leq 1\}$, le cercle de rayon $1/2$ est CN-compact mais il n'est pas T-fermé.

3. Revenons maintenant au théorème de Wiener-Tauber. On appellera T-*support* d'un élément $x \in A$, la T-fermeture de l'ensemble des $M \in \mathfrak{M}$ tels que $x(M) \neq 0$. Alors :

Propriété de Wiener-Tauber. — *Dans tout anneau commutatif semi-simple, tout élément à* T-*support propre appartient à tout idéal irrégulier.*

Car, soit $x \in A$, à support $\mathfrak{A} \neq \mathfrak{M}$, et soit I un idéal irrégulier. $N(\mathfrak{A})$ est un idéal régulier, et sa capsule est disjointe de celle de I. Dans ces conditions il est bien connu, et presque trivial, qu'on peut trouver dans I une unité $u$ relative à $N(\mathfrak{A})$. Mais alors $x = xu \in I$ par semi-simplicité.

Comme on l'a vu, si l'anneau est une BCS régulière on peut remplacer « T-support propre » par « support CN-compact » et l'on retrouve l'énoncé donné en 1.

Comme deuxième exemple, d'ailleurs trivial, de l'adaptabilité de cette topologie T à des questions taubériennes, rappelons que dans le problème de la synthèse spectrale on démontre le résultat suivant [Loomis ([1]), p. 62] :

*Dans un* ACS, *soit* I *un idéal et* $\mathfrak{A}$ *un ensemble* CN-*ouvert de* $\mathfrak{M}$ *qui contient* C(I). *Si, de plus, le noyau du complémentaire de* $\mathfrak{A}$ *est régulier, alors* $N(\mathfrak{A}) \subset I$.

Il est plus nautrel d'éliminer la deuxième condition sur $\mathfrak{A}$ en énonçant le théorème pour les T-ouverts.

Mentionnons enfin une propriété gênante de la topologie T : elle est « anti-Hausdorff », dans le sens suivant :

*Pour les* ACS *sans unité, il n'y a pas dans* $\mathfrak{M}$ *deux* T-*ouverts disjoints non vides.*

Comme conséquence il ne peut y avoir d'unités T-locales en aucun point de $\mathfrak{M}$, et l'on perd ainsi un important instrument de recherche.

([1]) L. H. Loomis, *An introduction to abstract harmonic analysis*, 1953.

ALGÈBRE. — *Sur la détermination d'une borne supérieure des zéros d'un polynome.* Note (*) de M. **Maurice Parodi**, présentée par M. Henri Villat.

Considérons le polynome entier

$$f(z) = z^n + a_1 z^{n-1} + \ldots + a_{n-1} z + a_n.$$

On sait que ses zéros se situent dans le domaine formé par la réunion des disques d'équations

$$|z| \leq 1,$$
$$|z + a_1| \leq \sum_{k=2}^{n} |a_k|.$$

Nous nous proposons d'indiquer un procédé qui conduit parfois à des résultats meilleurs.

Nous pouvons écrire

$$f(z) = h(z) + g(z),$$

avec

$$h(z) = z^n,$$
$$g(z) = a_1 z^{n-1} + a_2 z^{n-2} + \ldots + a_{n-1} z + a_n.$$

Considérons alors dans le plan analytique de $z$ une circonférence (C) centrée sur l'origine et de rayon R. Si sur (C) on a $|g(z)/h(z)| < 1$, on sait (théorème de Rouché) que les équations

$$h(z) = z^n = 0,$$
$$f(z) = h(z) + g(z) = 0,$$

ont le même nombre de racines dans (C), soit $n$.

Or, sur (C),

$$\left|\frac{g(z)}{h(z)}\right| = \frac{|a_1|}{|z|} + \ldots + \frac{|a_n|}{|z|^n}.$$

Si donc on sait trouver un positif R tel que pour $|z| > R$, on ait

$$\left|\frac{g(z)}{h(z)}\right| < 1,$$

le polynome $f(z)$ aura $n$ zéros dans le disque

$$|z| \leq R.$$

Supposons déterminées $n$ constantes positives $\lambda_1, \lambda_2, \ldots, \lambda_n$ telles que

$$\left|\frac{a_1}{z}\right| < \lambda_1, \qquad \left|\frac{a_2}{z^2}\right| < \lambda_2, \qquad \ldots, \qquad \left|\frac{a_n}{z^n}\right| < \lambda_n,$$

avec

$$\lambda_1 + \lambda_2 + \ldots + \lambda_n = 1.$$

Les zéros de $f(z)$ se situent alors dans le disque

$$|z| \leq \text{M},$$

M étant la plus grande des quantités

$$\frac{|a_1|}{\lambda_1}, \quad \left|\frac{a_2}{\lambda_2}\right|^{\frac{1}{2}}, \quad \ldots, \quad \left|\frac{a_n}{\lambda_n}\right|^{\frac{1}{n}}.$$

En jouant sur les valeurs des constantes $\lambda_k$ on peut améliorer la localisation.

(*) Séance du 7 mars 1960.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur l'approximation par certaines fonctions entières.* Note de M. **Edwin J. Akutowicz**, transmise par M. Paul Montel.

On énonce trois propositions dont chacune exprime des conditions nécessaires et suffisantes portant sur une fonction-poids pour qu'une certaine classe fixe, $E_a$, des fonctions entières soit dense dans un espace de Banach défini par le poids. Les éléments de $E_a$ sont les transformées de Fourier des mesures complexes finies dont les supports se trouvent à l'intérieur de l'intervalle $[-a, a]$.

1. Soit $a$ un nombre réel positif donné, et désignons par $E_a$ l'ensemble des fonctions qui sont de la forme

$$\varphi(t) = \int e^{it\lambda}\, d\mu(\lambda),$$

où le support de la mesure complexe finie $\mu\ (= \mu_\varphi)$ est contenu à l'intérieur de l'intervalle $[-a, a]$. Soit H un espace de Banach des fonctions définies sur la droite réelle tel que $E_a \subset H$. Il est naturel de poser le problème suivant : indiquer des conditions portant sur la norme de H telles que la fermeture $\overline{E}_a$ de $E_a$ dans H soit égale à H.

On étudie les espaces H suivants. Étant donnée une mesure borélienne $\omega$ finie et $\geqq 0$ sur la droite, on considère les espaces $H = L^p(d\omega)$, $1 \leqq p < \infty$, avec la norme habituelle. Étant donnée une fonction continue $\Omega(t)$, $-\infty < t < \infty$, à valeurs $\neq 0$, on considère l'espace de Banach $H = C_\Omega$ des fonctions continues, $\psi(t)$, telles que

$$\lim_{|t| \to \infty} \frac{\psi(t)}{\Omega(t)} = 0,$$

$C_\Omega$ étant muni de la norme

$$\|\psi\| = \|\psi\|_\Omega = \max_t \left| \frac{\psi(t)}{\Omega(t)} \right|.$$

En utilisant l'ensemble $E_a$ et la norme de H on peut construire une fonction permettant de reconnaître les propriétés qui sont équivalentes à

(1) $$\inf_{\varphi \in E_a} \|\psi - \varphi\| = 0 \quad \text{pour toute } \psi \in H.$$

de la façon suivante : nous posons, d'après Mergelyan [1],

$$\mathfrak{A} = \left\{ \varphi : \varphi \in E_a \text{ et } \left\| \frac{\varphi}{1+|t|} \right\| \leqq 1 \right\}$$

et, pour chaque $z$ complexe,

$$b(z) = \sup_{\varphi \in \mathfrak{A}} |\varphi(z)|.$$

Proposition I. — *Si l'on a $b(z_0) = +\infty$ pour un point $z_0$ non réel,*

*alors* $\overline{E}_a = H$. *Réciproquement, si* $\overline{E}_a = H$, *alors* $b(z) = +\infty$ *pour chaque z non réel.*

Une condition équivalente dans laquelle interviennent seulement les valeurs de $b(t)$ sur l'axe réel est exprimée par le résultat suivant :

Proposition II. — *Pour qu'on ait* $\overline{E}_a = H$, *il faut et il suffit que*

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\log b(t)}{1+t^2}\, dt = +\infty.$$

Ces résultats sont tout à fait analogues à ceux établis par Mergelyan dans son Mémoire (1) sur l'approximation polynomiale (problème de Bernstein).

2. On peut éclaircir pourquoi l'approximation universelle (1) est associée avec les valeurs infinies de $b(z)$, du moins dans le cas où $H = L^p(d\omega)$, $1 < p < \infty$. Remarquons d'abord que l'approximation (1) est valable si et seulement si

$$\inf_{\varphi \in E_a} \left\| \frac{1}{t - z_0} - \varphi(t) \right\| = 0$$

pour *une* valeur de $z_0$ non réelle. Supposons dès lors que $\overline{E}_a \neq L^p(d\omega)$. Dans cette hypothèse on démontre pour chaque $\theta \in E_a^{\perp}$, $\| \theta \|_q = 1$, $(1/p) + (1/q) = 1$, en posant

$$G(\lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\lambda t}\, \theta(t)\, d\omega(t) \qquad (-\infty < \lambda < \infty),$$

et

$$B_\theta(z) = \int_0^{\infty} e^{iz\lambda}\, G(\lambda)\, d\lambda \qquad (\operatorname{Im} z > 0),$$

que

$$\varphi(z) B_\theta(z) = \frac{1}{i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\varphi(t)\theta(t)}{t - z}\, d\omega(t) \qquad (\operatorname{Im} z > 0), \tag{2}$$

$\varphi$ étant arbitraire dans $E_a$. De (2) on déduit immédiatement que

$$|\varphi(z)\, B_\theta(z)| \leq A(z, \mathfrak{A}) < \infty,$$

où $A(z, \mathfrak{A})$ ne dépend pas de $\varphi \in \mathfrak{A}$. Donc

$$b(z) \sup_\theta |B_\theta(z)| \leq A(z, \mathfrak{A}). \tag{3}$$

Mais nous avons l'égalité

$$\sup_\theta |B_\theta(z)| = \inf_{\varphi \in E_a} \left\| \frac{1}{t - z} - \varphi(t) \right\|. \tag{4}$$

Donc, la quantité

$$\inf_{\varphi \in E_a} \left\| \frac{1}{t - z} - \varphi(t) \right\|$$

étant positive, ceci montre que $b(z)$ est forcément fini pour tout $z$ du demi-plan supérieur, et, *mutatis mutandis*, pour tout $z$ du demi-plan inférieur.

La fonctionnelle $B_{\omega}(z)$ joue, en outre, un rôle fondamental dans cette théorie.

3. Soit $z_0$ un nombre arbitraire non réel, et désignons par $C(z_0)$ l'ensemble des fonctions $\varphi \in E_a$ telles que $\varphi(z_0) = 1$. Dans certaines applications le critère suivant est plus maniable que les précédents.

Proposition III. — *Pour qu'on ait* $\overline{E}_a = L^p(d\omega)$, $1 < p < \infty$, *il faut et il suffit que*

$$\inf_{\varphi \in C(z_0)} \left\| \frac{\varphi}{t - z_0} \right\| = 0.$$

4. Ces résultats ont des applications au prolongement des fonctions définies-positives (²) et à la construction des classes quasi analytiques des transformées de Fourier.

Bien entendu, toutes les conditions énoncées dans cette Note dépendent d'une manière implicite de la constante $a$. Il y a lieu de mettre en lumière cette dépendance explicitement, au moins d'une façon asymptotique lorsque $a \to \infty$.

(¹) S. N. Mergelyan, *Ouspekhi Mat. Naouk*, 11, fasc. 5, 1956 (en russe).
(²) E. J. Akutowicz, *Math. Scandinavica*, 7, 1959.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur la divergence et la rotation de champs tensoriels.* Note (*) de M. **Joseph Weier**, présentée par M. Henri Villat.

Soit N une $n$-variété close différentiable. Des champs de tenseurs antisymétriques contrevariants resp. covariants d'ordre $r$ sur N seront dits $r$-champs, resp. $r$-cochamps. Si $\xi$ est un tel $r$-cochamp et A un tel $(r+1)$-champ sur N, la rotation de $\xi$ et la divergence [*voir* par exemple ([3])] de A se définissent par

$$(\operatorname{rot}\xi)_{hi_1\dots i_r} = \frac{1}{r!}\sum \varepsilon^{k_1\dots k_{r+1}}_{hi_1\dots i_r}\left(\frac{\partial \xi_{k_2\dots k_{r+1}}}{\partial x^{k_1}}\right),$$

$$(\operatorname{div}\mathrm{A})^{i_1\dots i_r} = \sum\left(\frac{\partial \mathrm{A}_{i_1\dots i_r h}}{\partial x^h}\right),$$

où la somme est à effectuer sur toutes les permutations $(k_1, \dots, k_{r+1})$ de $(h, i_1, \dots, i_r)$ resp. sur les nombres $h = 1, 2, \dots, n$. Soit $\eta$ un $(r+1)$-cochamp sur N, on désigne par $\eta$. A le produit scalaire des tenseurs $\eta$ et A.

1. D'abord on voit sans peine que les deux relations suivantes sont des modifications généralisées des théorèmes de Stokes et Green :

$$\int_{\mathrm{N}} (\operatorname{rot}\zeta)\,\mathrm{A} = 0 \quad \text{si } \operatorname{div}\mathrm{A} = 0, \qquad \int_{\mathrm{N}} \xi \operatorname{div}\mathrm{A} = 0 \quad \text{si } \operatorname{rot}\xi = 0.$$

Ces dernières relations permettent des compléments moins élémentaires : Si le $(r+1)$-champ A possède la propriété que $\int (\operatorname{rot}\eta).\mathrm{A} = 0$ pour *tout* $r$-cochamp $\eta$, alors div A = 0. Si $\zeta$ est un $(r+1)$-cochamp tel que $\int \zeta.\mathrm{A} = 0$ pour tout $(r+1)$-champ A satisfaisant à div A = 0, alors il existe un $r$-cochamp $\xi$ avec $\zeta = \operatorname{rot}\xi$.

De plus : si $\xi$ est un $r$-cochamp jouissant de la propriété que $\int \xi.\operatorname{div}\mathrm{B} = 0$ quel que soit le $(r+1)$-champ B, alors on a $\operatorname{rot}\xi = 0$. Si C est un $r$-champ avec la propriété que $\int \xi.\mathrm{C} = 0$ pour n'importe quel $r$-cochamp $\xi$ satisfaisant à $\operatorname{rot}\xi = 0$, alors il existe un $(r+1)$-champ A tel que C = div A.

Évidemment les propositions précédentes sont apparentées à un critère de tensorialité bien connu ([1]). Par rapport à chaque système de coordonnées d'un espace euclidien à $n$ dimensions, soient donnés $n^2$ nombres $\mathrm{D}^{ij}$ de façon que, quel que soit le covecteur $(\alpha_k)$, les $n$ nombres $\Sigma_j \alpha_j \mathrm{D}^{ij}$, $i = 1, 2, \dots, n$, forment les composantes du même vecteur contrevariant; alors $(\mathrm{D}^{ij})$ représente un tenseur contrevariant d'ordre 2.

Si E est un $r$-champ harmonique ([2]) et $\mathrm{E}^*$ un $r$-cochamp appartenant à E, alors tout $r$-cochamp $\theta$ satisfait à la relation

$$\int_{\mathrm{N}} (\operatorname{rot}\operatorname{div}\theta^*).\mathrm{E} + \int_{\mathrm{N}} \mathrm{E}^*.(\operatorname{div}\operatorname{rot}\theta) = 0,$$

où $\theta^*$ est un $r$-champ appartenant à $\theta$.

2. Soient $\xi$ un $r$-cochamp sur N avec rot $\xi = 0$, et F un $r$-champ sur N avec div F = 0. Si alors $r$ est suffisamment petit relativement à $n$, alors il existe une $r$-variété M en N telle que

$$\int_N \xi . F = \int_M \xi.$$

Plus précisément : à tout entier positif $r$, on peut faire correspondre un entier positif $n$ tel que M existe.

3. Si R, S sont deux $r$-variétés différentiables closes orientées situées en N et T un cylindre général en N satisfaisant $\partial T = R - S$, si de plus $\omega$ est un $r$-cochamp sur N tel que rot $\omega = 0$, alors en tenant compte du théorème de Stokes, on a $\int_R \omega = \int_S \omega$. Pour tout point $p \in R$, soit $G_p$ le $r$-vecteur défini par l'espace affine tangent à la variété R au point $p$. Alors, (et c'est seulement une autre manière d'écrire), $\int_R \omega = \int_R \omega . G$. Soit maintenant H un $r$-champ intégrable sur N tel que div H = 0. Alors

$$\int_R \omega . H = \int_S \omega . H,$$

équation qui ne résulte plus immédiatement du théorème de Stokes.

4. Soient P une $n$-variété close et Q une $(n-1)$-variété close située dans P. Soient P—Q différentiable et $\omega$ un $r$-cochamp sur P—Q. Si alors U, V sont deux $r$-variétés différentiables orientées closes situées dons P telles que $\dim (Q \cap U) \leq r - 1$ et $\dim (Q \cap V) \leq r - 1$, et si de plus il existe un cylindre général W satisfaisant $\partial W = U - V$, alors

$$\int_U \omega = \int_V \omega.$$

Pour Q = 0, cette relation est un cas spécial du théorème de Stokes.

Remarquons enfin que, d'après rot = dual div dual et div = dual rot dual, les relations précédentes se laissent exprimer à l'aide de div seulement sans emploi de rot, ou à l'aide de rot seulement, si l'on se sert de tenseurs relatifs au lieu des tenseurs absolus employés ci-dessus.

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) J. FAVARD, *Cours de Géométrie différentielle locale*, Paris, 1957, p. 54.

(2) W. V. D. HODGE, *The theory and applications of harmonic integrals*, Cambridge, 1952, p. 107-112.

(3) E. A. MILNE, *Vectorial mechanics*, London, 1948, p. 75.

ANALYSE NUMÉRIQUE. — *Utilisation de matrices vérifiant une équation de degré 2 pour la transmutation de matrices.* Note (*) de M. **Noël Gastinel**, présentée par M. Joseph Pérès.

On montre comment la plupart des opérations classiques d'analyse numérique linéaire sont dues à l'utilisation de certaines matrices, ayant un polynome minimal du second degré, en particulier comment obtenir des matrices semblables à une matrice donnée se prêtant facilement au calcul de leur polynome caractéristique.

1. Pour une matrice K de polynome minimal $m(x) = x^2 - px - q$, de type $(n, n)$ — l'ensemble des matrices de la forme $Z = a.I + b.K$, $a$ et $b$ deux éléments arbitraires du corps des scalaires, est un anneau $\mathcal{A}_k$.

Si l'on pose $\mu = -a/b$ $(b \neq 0)$, une condition nécessaire et suffisante pour que Z soit inversible dans $\mathcal{A}_k$ est que $m(\mu) \neq 0$ et alors

$$Z^{-1} = \frac{1}{b.m(\mu)} [(p - \mu) I - K].$$

2. Les matrices K, les plus simples de polynome minimal du deuxième degré sont celles pouvant être réduites à l'une des deux formes ci-après D ou $\Delta$, avec

$$D = \begin{vmatrix} \lambda & 0 & 0 & \dots \\ 0 & 0 & & \\ 0 & & \ddots & \\ 0 & & & \ddots \\ 0 & & & & 0 \end{vmatrix} \quad \text{ou} \quad \Delta = \begin{vmatrix} 0 & 1 & 0 & \dots \\ 0 & 0 & . & \dots \\ 0 & & 0 & \\ \vdots & & & \ddots \\ 0 & & & & 0 \end{vmatrix}.$$

Toutes les matrices K ayant ces propriétés sont de la forme $K = X.Y^T$ [X, Y deux vecteurs-colonnes de type $(n, 1)$] le polynome minimal de K étant alors : $m(x) = x^2 - \lambda x$, $\lambda = X^T.Y$.

3. Comme premières utilisations de matrices de la forme $Z_i = I + X_i.Y_i^T$, on a les propositions suivantes :

*a*. Il existe une suite de matrices $Z_1, \dots, Z_k$, telles que le produit $Z_k.Z_{k-1} \dots Z_1 A = T$ soit une matrice triangulaire supérieure (théorème d'élimination de Gauss).

*b*. Si une matrice A permet l'élimination de Jordan elle est le produit de $n$ matrices $Z_i$ : $A = Z_1, Z_2, \dots, Z_n$.

4. La transmuée de A par une matrice $Z = aI + bK$ est

$$A' = Z.A.Z^{-1} = \frac{\mu^2 - p.\mu}{m(\mu)} A + \frac{p - \mu}{m(\mu)} K.A + \frac{\mu}{m(\mu)} A.K - \frac{1}{m(\mu)} K.A.K,$$

dans le cas général où le polynome minimal de K est $x^2 - px - q$, et si $K = X.Y^T$ et $\lambda = X^T Y$ :

$$(1) \qquad A' = A + \frac{1}{\mu} X.(Y^T A) + \frac{1}{\mu - \lambda}(AX).Y^T - \frac{1}{\mu(\mu - \lambda)}(Y^T A X).X.Y^T.$$

5. On peut transmuer une matrice A par une suite de matrices

$$Z_i = I - \frac{1}{\mu_i}(X_i Y_i^T),$$

de manière à obtenir après $n - 1$ telles transformations de la forme de Frobenius $\mathcal{F}$ :

$$\mathcal{F} = \begin{vmatrix} 0 & & & & p_1 \\ 1 & 0 & & & \vdots \\ 0 & 1 & \ddots & & \vdots \\ \vdots & & \ddots & \ddots & \vdots \\ & & & 1 & p_n \end{vmatrix}$$

*a.* Si l'orthogonalité (2) $X_i^T . Y_i = 0$ est assurée, la méthode de réduction est une très légère modification de la méthode de Danilewski [1] qu'on retrouve ainsi.

*b.* Cette réduction peut se faire sans la condition d'orthogonalité (2) et conduit à une autre méthode de calcul :

En prenant pour la transmutation $A^{(k)} \to A^{(k+1)}$ :

$$Y_k = l_{k+2}, \qquad X_k = A_{k+1}^{(k)} - l_{k+2}, \qquad \mu_k = a_{k+2,\,k+1}^{(k)}$$

[$l_i$, vecteurs-colonnes unités, $A^{(k)}$ de terme général $(a_{ij}^{(k)})$ et de $k + 1^{\text{o}}$ colonne $A_{k-1}^{(k)}$].

6. On a ensuite étudié le cas des matrices K pour lesquelles on choisi pour X et Y deux colonnes n'ayant que deux composantes $x_l$, $x_m$ et $y_l$, $y_m$ non nulles ($l < m$). Il est facile de prouver les propositions suivantes :

— On peut transmuer la matrice A en A′ par $Z = aI + bK$ de sorte que A′ ait un élément nul, en $m^{\text{o}}$ ligne, $r^{\text{o}}$ colonne et en $r^{\text{o}}$ ligne et $m^{\text{o}}$ colonne ($r < l$) et ne diffèrent de A que par les lignes et colonnes de rang $l$ et $m$.

— Par une suite de transmutations de type précédent on peut obtenir une forme triple diagonale : c'est-à-dire une matrice n'ayant des termes non nuls que sur la diagonale et sur les deux parallèles à celle-ci les plus voisines.

Ayant obtenu cette forme, la détermination du polynome caractéristique se conduit comme dans les méthodes de Lanczos, Givens [2].

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) H. WAYLAND, *Quart. Appl. Math.*, 2, 1945, p. 277-306.

(2) P. WHITE, *J. Soc. Indust. Appl. Math.*, 6, n° 4, décembre 1958.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Fonctions de transition subordonnées.* Note (*) de M. **André Meyer**, présentée par M. Maurice Fréchet.

1. Soit X un espace topologique à base dénombrable, localement compact; $C_0$ l'espace des fonctions réelles continues sur X, tendant vers zéro à l'infini; B' la famille des ensembles mesurables pour toute mesure de Radon sur X; G l'espace des fonctions B' — mesurables et bornées. Soit $P_t(x, A)$ une probabilité de transition de Markov sur (X, B'), telle que le semi-groupe qu'elle définit sur G laisse invariant $C_0$, et soit fortement continu sur $C_0$ muni de la norme de la convergence uniforme. Nous noterons $P_t(x, f)$ l'intégrale de la fonction $f \in G$, par rapport à la mesure $P_t(x, A)$. La terminologie utilisée est empruntée à Blumenthal [1] et Hunt [2].

Théorème 1. — *Soit* Ω *un espace muni d'une loi de probabilité* P, $\{X_t(\omega)\}_{t\in R_+}$ *une fonction aléatoire sur* Ω, *à valeurs dans* X, *dont presque toutes les trajectoires sont continues à droite, Markovienne par rapport à une famille de corps boréliens* $F_t$ *de* Ω, *admettant* $P_t$ *comme probabilité de transition.*

*Pour tout temps d'arrêt* T *relatif à la famille* $F_t$, *tout événement* U *antérieur à* T, *toute fonction* $f \in G$, *toute variable aléatoire* S *sur le corps borélien des événements antérieurs à* T, *on a*

$$\int_{U\cap\{T\leq S\}} f\circ X_{S(\omega)}(\omega)\,dP(\omega) = \int_{U\cap\{T\leq S\}} P_{S(\omega)-T(\omega)}(X_{T(\omega)}(\omega), f)\,dP(\omega).$$

2. Nous appellerons *fonction de transition subordonnée* à $P_t$ une fonction $Q_t(x, A)$ sur $R_+ \times X \times B'$ possédant toutes les propriétés d'une probabilité de transition de Markov excepté celle d'avoir une masse totale égale à 1, et en outre les propriétés :

(1) Pour toute fonction $f \in C_0$, et tout $x$, la fonction $Q_t(x, f)$ est continue à droite en $t$;

(2) On a identiquement $Q_t(x, A) \leqq P_t(x, A)$.

Nous dirons qu'un point $x$ est *permanent* pour la fonction $Q_t$ si $Q_t(x, X)$ n'est pas identiquement nul en $t$. Soit $\mathfrak{P}$ l'ensemble des points permanents : pour tout $(t, x)$ on a $Q_t(x, X - \mathfrak{P}) = 0$. Soit λ un nombre $< 0$ : le noyau pour les potentiels relatif à $Q_t$ et λ est

$$V^\lambda(x, A) = \int_0^\infty e^{-\lambda t} Q_t(x, A)\,dt \qquad (x \in X,\ A \in B').$$

Le noyau analogue relatif à $P_t$ sera noté $U^\lambda$.

3. Dans ce qui suit, Ω sera le sous-ensemble de $X^{R_+}$ formé des trajectoires continues à droite et pourvues d'une limite à gauche en tout point. Pour simplifier la terminologie, nous ne considérerons que des processus

définis sur $\Omega$. Les applications coordonnées seront notées $X_t$. Pour toute mesure de Radon $\nu$ positive et de masse 1 sur X, soit $P^\nu$ la loi de probabilité complète, sur le corps borélien engendré par les $X_t$ dans $\Omega$, définie comme dans l'article de Blumenthal cité, admettant $P_t$ comme fonction de transition et $\nu$ comme mesure initiale. Le corps borélien $\beta$ que nous utiliserons sera celui des ensembles mesurables pour toute $P^\nu$. Nous écrirons $P^x$ au lieu de $P^{\delta_x}$. Nous noterons $\Omega'$ l'espace produit $\Omega \times \overline{R}_+$, muni du corps borélien produit naturel. La première coordonnée sera notée $\pi$, la seconde R.

Théorème 2. — *Pour toute fonction de transition $Q_t$ subordonnée à $P_t$, toute mesure initiale $\nu$, il est possible de construire une loi de probabilité $P^{\nu'}$ sur $\Omega'$, telle que*

(1) $\pi(P^{\nu'}) = P^\nu$;

(2) $Q_t(x, A) = P^{\prime x}\{X_t \in A,\ t < R\}$;

(3) *Il existe une version $L_t(\omega)$ de la probabilité conditionnelle $P^{\nu'}(t<R \mid \pi)$ sur $\Omega$, qui est indépendante de $\nu$ et possède les propriétés ci-dessous d'une fonctionnelle multiplicative de Markov.*

*Définition.* — Nous appellerons, d'après R. Fortet, *fonctionnelle multiplicative de Markov* une famille L de fonctions $L_t(\omega)$ sur $\Omega$, telle que :

(1) L'ensemble des $\omega$ tels que $L_t(\omega)$ soit une fonction de $t$ comprise entre 0 et 1, continue à droite, et décroissante, est de mesure 1 pour toute loi $P^\nu$.

(2) La fonction $L_t(\omega)$ de $\omega$ est mesurable sur le corps borélien engendré par les $X_s$, $s \leq t$, pour tout $t$ et toute loi $P^\nu$.

(3) Pour chaque couple de nombres positifs $u$, $v$, on a la relation $L_{u+v}(\omega) = L_u(\omega).L_v(\omega_u)$ [où $\omega_u$ est définie par $X_t(\omega_u) = X_{t+u}(\omega)\ \forall t$] valable hors d'un ensemble négligeable pour toute loi $P^\nu$ : si cet ensemble peut être choisi indépendamment de $u$ et $v$, nous dirons que la fonctionnelle multiplicative est *parfaite*.

Théorème 3. — *Soit* L *une fonctionnelle multiplicative de Markov : si pour* $x \in X$, $f \in G$, *on pose* $Q_t(x, f) = \int_\Omega L_t(\omega).f \circ X_t(\omega)\, dP^x(\omega)$, *on obtient une fonction de transition $Q_t$ subordonnée à $P_t$, et $L_t$ est une version de la probabilité conditionnelle associée à $Q_t$ par le théorème 2.*

4. Nous dirons qu'une fonction de transition subordonnée à $P_t$ satisfait à la condition (3) si : Pour un $\lambda > 0$, le potentiel $V^\lambda(x, 1)$ est une fonction continue à droite sur presque toutes les trajectoires du processus.

Théorème 4. — *A toute fonction de transition subordonnée $Q_t$, on peut associer une autre fonction de transition $Q'_t$ subordonnée à $P_t$, telle que :*

(*a*) $Q_t(x, A) \leq Q'_t(x, A)$ *identiquement;*

(*b*) $Q_t(x, A) = Q'_t(x, A)\ \forall A$ *si $x$ est permanent pour $Q_t$;*

(*c*) $Q'_t$ *vérifie la condition* (3).

Théorème 5. — *Si une fonction de transition $Q_t$ subordonnée à $P_t$ satisfait à la condition* (3), *l'ensemble $\mathfrak{P}$ de ses points permanents est presque borélien*

*et presque ouvert au sens de Hunt : pour tout* $x \in \mathcal{X}$, *presque toutes les trajectoires issues de* $x$ *restent dans* $\mathcal{X}$ *pendant un intervalle de temps initial non réduit à* o.

5. Soit T un temps d'arrêt sur $\Omega$ : on le prolonge à $\Omega'$ en posant $T(\omega') = T(\pi\omega')$. On a alors le théorème suivant, qui a été démontré récemment par Dynkin dans le cas d'une fonctionnelle multiplicative parfaite :

Théorème 6 (« Principe d'Huyghens »). — *Pour toute mesure initiale* $\nu$, *toute fonction* $f \in G$, *tout temps d'arrêt* T *sur* $\Omega$, *tout évènement* U *antérieur à* T, *toute variable aléatoire* S *mesurable sur le corps borélien des événements antérieurs à* T, *on a la relation*

$$\int_{U \cap \{T < S < R\}} f \circ X_S \, dP'^{\nu} = \int_{U \cap \{T < S\} \cap \{T < R\}} Q_{S-T}(X_T, f) \, dP'^{\nu}.$$

Ce théorème contient la « propriété forte de Markov », en prenant $S = T + t$. Nous proposons, dans le cas où S est un temps constant $s$, et R est identiquement infini, le nom de « propriété forte de Markov rétrograde » pour le théorème 1.

([1]) R. M. Blumenthal, *Trans. Amer. Math. Soc.*, 85, mai 1957.
([2]) G. A. Hunt, *Illinois J. Math.*, 1, septembre 1957.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Conditions de choc dans un fluide doué de coefficients de viscosité et de conductibilité thermique faibles mais non nuls.* Note de MM. **Paul Germain** et **Jean-Pierre Guiraud**, présentée par M. Maurice Roy.

On se propose de montrer que, pour un fluide doué de mécanismes de dissipation, on peut écrire des conditions de choc tenant compte de ces effets pourvu que ceux-ci restent petits. La question a été récemment soulevée [1], [2] et n'a pas, semble-t-il, reçu de réponse satisfaisante.

1. Un écoulement de fluide parfait avec onde de choc $(\Sigma_0)$ constitue un schéma limite d'un écoulement de fluide siège de phénomènes dissipatifs, définis à partir des trois coefficients usuels. On désigne par $\varepsilon$ un paramètre petit caractérisant ces effets, par exemple l'inverse d'un nombre de Reynolds calculé avec une longueur reliée à la courbure de $(\Sigma_0)$. Le problème est d'obtenir la correction d'ordre $\varepsilon$ à apporter au schéma de fluide parfait. Soit $(x_1, x_2, z)$ le système de coordonnées curvilignes orthogonales naturelles associées au problème, basé sur les lignes de courbure de $(\Sigma_0)$ et les normales à cette surface, $z$ désignant la distance à $(\Sigma_0)$. On s'attend à ce que toute grandeur caractéristique de l'écoulement soit représentable sous la forme

$$(1) \qquad f(x_1, x_2, z) = \frac{1}{2}\{f^{+}(x_1, x_2, z; \varepsilon) + f^{-}\} + \frac{1}{2}\{f^{+} - f^{-}\}\tilde{f}\left(x_1, x_2, \frac{z}{\varepsilon}; \varepsilon\right),$$

la fonction $\tilde{f}(x_1, x_2, \zeta; \varepsilon)$ tendant exponentiellement vers $\pm 1$ lorsque $\zeta$ tend vers $\pm\infty$. Les fonctions $f^{\pm}$, très régulières en $z$ dans un ouvert contenant $z = 0$, sont développables selon les puissances de $\varepsilon$, mais il manque pour déterminer ces développements, des conditions de choc : $[f] = (f^{+} - f^{-})_{z=0}$. Pour obtenir ces conditions il faut faire appel à la structure interne de l'onde de choc, c'est-à-dire au système des

$$f(\varepsilon\zeta, \varepsilon) = \bar{f}(\zeta, \varepsilon) = \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon^{n} \bar{f}^{(n)}(\zeta).$$

L'existence et l'unicité des solutions des systèmes différentiels que vérifient les $\bar{f}^{(n)}$ est acquise pour $n = 0, 1$, et elle est très probable pour $n > 1$. Mais, la considération d'une surface de contrôle cylindrique $K_\delta$, s'appuyant sur une courbe $(\Gamma)$ de $(\Sigma_0)$, limitée à des bases $A_{\pm\delta}$ d'équations $z = \pm\delta$, permet, à l'aide des équations de Navier sous forme globale, d'obtenir les conditions de choc cherchées.

2. Examinons en détail le cas de l'équation de conservation de la masse. Soient $u_1$, $u_2$, $w$ les composantes de la vitesse sur le repère ortho-normal $\vec{e}_1$, $\vec{e}_2$, $\vec{e}_3$ associé aux coordonnées $(x_1, x_2, z)$, et soit $\vec{u} = u_1\vec{e}_1 + u_2\vec{e}_2$. L'équa-

tion de conservation de la masse s'écrit

$$\iint_{A+\delta} \rho w \, d\sigma - \iint_{A-\delta} \rho w \, d\sigma + \iint_{K_\delta} \rho \vec{u} . \vec{n} \, d\sigma = 0. \tag{2}$$

La fonction $\rho w$ est de la forme (1), alors, pourvu que $\lim_{\varepsilon \to 0} \varepsilon^{-n} \exp[-\delta(\varepsilon)/\varepsilon] = 0$ pour tout $n$, la différence des deux intégrales dans (2) se présente comme la somme d'un terme d'ordre supérieur à toute puissance de $\varepsilon$, du terme $\iint_{A_0} [\rho w] \, d\sigma$, et d'une série de puissances de $\delta(\varepsilon)$ dont les coefficients, fonctions de $x_1$, $x_2$, $\varepsilon$, sont formés à l'aide des valeurs de $\rho^{\pm}$, $w^{\pm}$ et de leurs dérivées partielles en $z = 0$. Maintenant, l'intégrale étendue à $K_\delta$ s'exprime comme superposition d'une intégrale en $z$ étendue à l'intervalle $[-\delta, +\delta]$ et d'une intégrale curviligne étendue à $(\Gamma)$. L'intégrale en $z$ est celle d'une fonction de la forme (1). Soient donc $F^{\pm}$ les primitives en $z$ de $f^{\pm}$, qui vérifient $(F^{\pm})_{z=0} = 0$; il est facile de former une fonction $\hat{f}(\zeta)$ dont la primitive en $z$ se comporte comme $F^{+}$ et $F^{-}$ dans chacun des ouverts $z \lessgtr 0$; il est alors clair que l'intégrale $\int_{-\delta}^{+\delta} f \, dz$ est la somme d'un terme d'ordre supérieur à toute puissance de $\varepsilon$, d'une série en $\delta(\varepsilon)$ et de la fonction

$$\varepsilon f^{*}(x_1, x_2; \varepsilon) - \varepsilon \int^{+\infty} \{ f(x_1, x_2, \zeta; \varepsilon) - \hat{f}(x_1, x_2, \zeta; \varepsilon) \} \, d\zeta. \tag{3}$$

Dans ces conditions, avec une erreur inférieure à toute puissance de $\varepsilon$, la formule (2) donne

$$\iint_{A_0} [\rho w] \, d\sigma + \varepsilon \int_{\Gamma} (\rho \vec{u})^{*} \vec{n} \, d\sigma = 0. \tag{4}$$

3. En refaisant le raisonnement précédent sur les autres équations du mouvement, et en transformant les intégrales curvilignes le long de $(\Gamma)$ en intégrales de surface sur $(\Sigma_0)$, on obtient les conditions de choc cherchées. On peut alors obtenir une solution des équations de Navier, valable localement au voisinage de $(\Sigma_0)$, à l'aide de deux développements. Le développement extérieur mène à des équations aux dérivées partielles du type équations des fluides parfaits avec sources réparties et conditions de choc, conduisant à poser deux problèmes de Cauchy. Le développement intérieur mène à des systèmes différentiels ordinaires avec conditions aux limites à $\pm\infty$. Conditions de choc pour les équations extérieures et conditions à l'infini pour les équations intérieures sont exactement complémentaires.

Nous donnons ci-dessous les conditions de choc valables à $O(\varepsilon^2)$ près. Les notations relatives aux variables mécaniques sont les notations usuelles. Les coefficients de la première forme fondamentale de $(\Sigma_0)$ sont notés $H_1^2$, $H_2^2$; les courbures principales sont notées $K_1/H_1$, $K_2/H_2$; $U_1$ et $U_2$ sont les composantes tangentielles de la vitesse sur $(\Sigma_0)$. Les opérations ,1 et ,2 désignent des dérivations partielles par rapport à $x_1$ et $x_2$; l'opération [ ]

indique une différence à prendre de part et d'autre de $(\Sigma_0)$; l'opération $^*$ indique une intégration à effectuer de $-\infty$ à $+\infty$ sur les valeurs fournies par les études classiques relatives à la structure interne de l'onde de choc, non sans avoir au préalable retranché une fonction convenable comme il a été indiqué à propos de (3). Notons enfin que toutes les variables sont sans dimension et que $\varepsilon$ désigne l'inverse du nombre de Reynolds

$$(5)\qquad [\rho w] = -\varepsilon\{(\rho^* U_1 H_2)_{,1} + (\rho^* U_2 H_1)_{,2}\};$$

$$(6)\qquad [\rho w u_i] = \varepsilon\left\{\left[\mu\frac{\partial u_i}{\partial z} + \frac{\mu}{H_i}(w_{,i} - K_i U_i)\right] - \frac{1}{H_1 H_2}((\rho^* U_i^2 H_j)_{,i} + (\rho^* U_i U_j H_i)_{,j}) - \frac{1}{H_1 H_2}\rho^* U_j (U_i H_{i,j} - U_j H_{j,i}) + \frac{1}{H_i}\left(\lambda\frac{\partial w}{\partial z} - p\right)^*_{,i}\right\} \qquad (i \neq j = 1, 2);$$

$$(7)\qquad [p + \rho w^2] = \varepsilon\left\{\left[(\lambda + 2\mu)\frac{\partial w}{\partial z} + \frac{\lambda}{H_1 H_2}((H_2 U_1)_{,1} + (H_1 U_2)_{,2}) + \lambda w\left(\frac{K_1}{H_1} + \frac{K_2}{H_2}\right)\right] - \rho^*\left(\frac{K_1 U_1^2}{H_1} + \frac{K_2 U_2^2}{H_2}\right) + \left(\frac{K_1}{H_1} + \frac{K_2}{H_2}\right)\left(\lambda\frac{\partial w}{\partial z} - p\right)^*\right\};$$

$$(8)\qquad \left[\rho w\left(h + \frac{q^2}{2}\right)\right] = \varepsilon\left\{\left[\mu\left(\frac{U_1 W_{,1}}{H_1} + \frac{U_2 W_{,2}}{H_2} + U_1\frac{\partial u_1}{\partial z} + U_2\frac{\partial u_2}{\partial z} - \frac{K_1 U_1^2}{H_1} - \frac{K_2 U_2^2}{H_2}\right) + \frac{\lambda w}{H_1 H_2}((H_2 U_1)_{,1} + (H_1 U_2)_{,2}) + \lambda w^2\left(\frac{K_1}{H_1} + \frac{K_2}{H_2}\right) + (\lambda + 2\mu) w\frac{\partial w}{\partial z} + k\frac{\partial T}{\partial z}\right] + \frac{1}{H_1 H_2}\left(U_1 H_2\left(\lambda\frac{\partial w}{\partial z} - \rho h - \rho\frac{q^2}{2}\right)^*\right)_{,1} + \frac{1}{H_1 H_2}\left(U_2 H_1\left(\lambda\frac{\partial w}{\partial z} - \rho h - \rho\frac{q^2}{2}\right)^*\right)_{,2}\right\}.$$

(1) L. I. SEDOV, M. P. MIKHAILOVA et G. G. CHERNYI, *Vest. Mosk. Un.*, 3, 1953, p. 95-100.
(2) R. F. PROBSTEIN et N. H. KEMP, *Avco. Res. Lab.*, R. R. 48, décembre 1959.

AÉROMAGNÉTODYNAMIQUE. — *Sur l'attachement des ondes de choc dans les écoulements à deux dimensions.* Note (*) de M. **Henri Cabannes**, présentée par M. Joseph Pérès.

On discute, en fonction de l'angle du dièdre, de la vitesse du fluide, du champ magnétique et de l'indice adiabatique, les conditions d'existence d'une onde de choc attachée à la pointe d'un dièdre.

1. Nous considérons un fluide compressible doué d'une conductivité électrique infinie; la conductivité thermique et la viscosité sont négligées. Un écoulement uniforme étant réalisé, nous désignons par $\vec{V}_1$ la vitesse du fluide, $\vec{H}_1$ le champ magnétique (supposé colinéaire à $\vec{V}_1$), $p_1$ la pression, $\rho_1$ la masse spécifique; la perméabilité magnétique $\mu$ et l'indice adiaba-

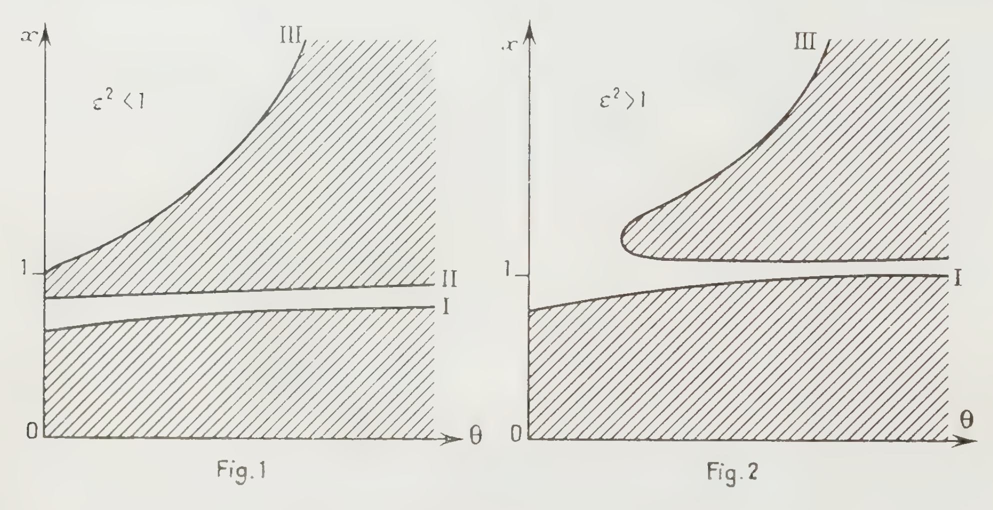



Fig. 1. — Champ magnétique faible.
Fig. 2. — Champ magnétique fort.

tique $\gamma$ sont supposés constants. Un dièdre de demi-angle au sommet $\theta$, d'arête perpendiculaire à $\vec{V}_1$ est placé dans le fluide; le plan bissecteur intérieur du dièdre étant parallèle à $\vec{V}_1$, nous supposons remplies les conditions pour qu'une onde de choc soit attachée à l'arête du dièdre. Si nous introduisons les paramètres sans dimensions $x^2 = \rho_1 V_1^2/\gamma p_1$ et $\varepsilon^2 = \mu H_1^2/4\pi\gamma p_1$, l'angle $\beta$ que font les plans du choc avec le plan bissecteur intérieur du dièdre est donné par l'équation (1), dont seules les racines qui vérifient l'inégalité (3) sont à considérer. Cette inégalité exprime que la variation d'entropie à la traversée de l'onde de choc est positive ou nulle; en se limitant aux valeurs de l'angle $\beta$ comprises entre $0$ et $\pi$, elle se résout, compte tenu de l'équation (1), sous la forme (4).

Pour $x^2 = \varepsilon^2$, on obtient le choc exceptionnel $\beta = (\pi/2) + (\theta/2)$ pour lequel la pression et la température sont continues tandis que la vitesse du fluide et le champ magnétique sont continus en grandeur et discontinus en direction.

(1) $$a \operatorname{tg}^5\beta + b \operatorname{tg}^4\beta + c \operatorname{tg}^3\beta + d \operatorname{tg}^2\beta + e \operatorname{tg}\beta + f = 0;$$

(2) $$\left\{\begin{aligned} a &= (x^2-\varepsilon^2)\left\{-\frac{\gamma-1}{2}x^2+\frac{\gamma+1}{2}\varepsilon^2-1\right\}\operatorname{tg}\theta-\frac{\varepsilon^4}{2}\operatorname{tg}^3\theta,\\ b &= (x^2-\varepsilon^2)(x^2-1)+\left\{(\gamma-1)x^4-\left(\frac{3\gamma+2}{2}\varepsilon^2-2\right)x^2-\varepsilon^2\left(\frac{\gamma\varepsilon^2}{2}-2\right)\right\}\operatorname{tg}^2\theta,\\ c &= \left\{-\frac{\gamma+5}{2}x^4+\left(\frac{3\gamma+2}{2}\varepsilon^2-1\right)x^2-\varepsilon^2(\gamma\varepsilon^2+\varepsilon^2+1)\right\}\operatorname{tg}\theta\\ &\quad+\left\{-\frac{\gamma-1}{2}x^4+\left(\frac{\gamma+2}{2}\varepsilon^2-1\right)x^2-\varepsilon^2(\varepsilon^2-1)\right\}\operatorname{tg}^3\theta,\\ d &= -(\varepsilon^2-1)x^2+\varepsilon^2+\left\{(\gamma+2)x^4-(2\gamma\varepsilon^2+\varepsilon^2-1)x^2+\varepsilon^2(\gamma\varepsilon^2-1)\right\}\operatorname{tg}^2\theta,\\ e &= -\left\{\left(\frac{\gamma+2}{2}\varepsilon^2-2\right)x^2-\varepsilon^2\left(\frac{\gamma+1}{2}\varepsilon^2+2\right)\right\}\operatorname{tg}\theta\\ &\quad+(x^2-\varepsilon^2)\left\{-\frac{\gamma-1}{2}x^2+\frac{\varepsilon^2}{2}-1\right\}\operatorname{tg}^3\theta,\\ f &= -(x^2-\varepsilon^2)\left(\frac{\gamma\varepsilon^2}{2}+1\right)\operatorname{tg}^2\theta; \end{aligned}\right.$$

(3) $$1+\gamma x^2\frac{\sin\theta\sin\beta}{\cos(\beta-\theta)}-\frac{\gamma}{2}\varepsilon^2\frac{\sin\theta}{\sin(\beta-\theta)}\,\frac{\sin\beta+\cos\theta\sin(\beta-\theta)}{\sin(\beta-\theta)\cos(\beta-\theta)} \geq \left\{\frac{\operatorname{tg}(\beta-\theta)}{\operatorname{tg}\beta}\left(1-\frac{\varepsilon^2}{x^2}\right)+\frac{\varepsilon^2}{x^2}\right\}^{-\gamma};$$

(4) $$\left\{\begin{aligned} &\frac{\pi}{2}+\theta \leq \beta \qquad \text{pour} \quad x^2 < \varepsilon^2,\\ &\beta \leq \frac{\pi}{2}+\theta \qquad \text{pour} \quad x^2 > \varepsilon^2. \end{aligned}\right.$$

2. Dans un travail précédent ([1]), nous avons indiqué comment se présentent les solutions de l'équation (1) et nous avons calculé la « pression totale » et la température sur le dièdre. L'objet de cette Note est d'indiquer les résultats qu'on déduit de l'étude du résultant de l'équation (1) et de l'équation obtenue en annulant la dérivée du premier membre par rapport à $\operatorname{tg}\beta$, le résultant n'étant considéré que pour les valeurs de $\operatorname{tg}\beta$ qui vérifient l'inégalité (3).

Les quantités $\gamma$, $\varepsilon^2$ et $\theta$ étant fixes, l'angle $\beta$ du choc varie avec le paramètre $x$; lorsque la valeur de $\beta$ cesse d'être réelle, le résultant s'annule et l'onde de choc se détache du dièdre. Les quantités $\gamma$ et $\varepsilon^2$ étant fixes, on obtient ainsi en fonction de l'angle du dièdre la vitesse de détachement du choc. Pour un champ magnétique faible ($\mu H_1^2 < 4\pi\gamma p_1$), la courbe $x(\theta)$ possède trois branches, I, II, III, d'ordonnées à l'origine respectives $\varepsilon/\sqrt{1+\varepsilon^2}$, $\varepsilon$ et 1 (*fig.* 1); dans les régions hachurées, le choc est détaché lorsqu'il existe; dans les autres régions, il existe un choc attaché; lorsque le champ magnétique est nul, les branches I et II sont confondues avec l'axe $x = 0$ et l'on retrouve les résultats de l'aérodynamique classique.

Pour un champ magnétique fort ($\mu H_1^2 > 4\pi\gamma p_1$), la courbe $x(\theta)$ ne possède que deux branches, I et III (*fig.* 2); le choc, lorsqu'il existe, est encore détaché dans les régions hachurées, tandis que, dans la région restante, il existe une onde attachée. Les calculs ont été effectués à l'O. N. E. R. A. pour la valeur $\gamma = 7/5$ de l'indice adiabatique. La famille des courbes formée par les branches I est représentée sur la figure 3. La

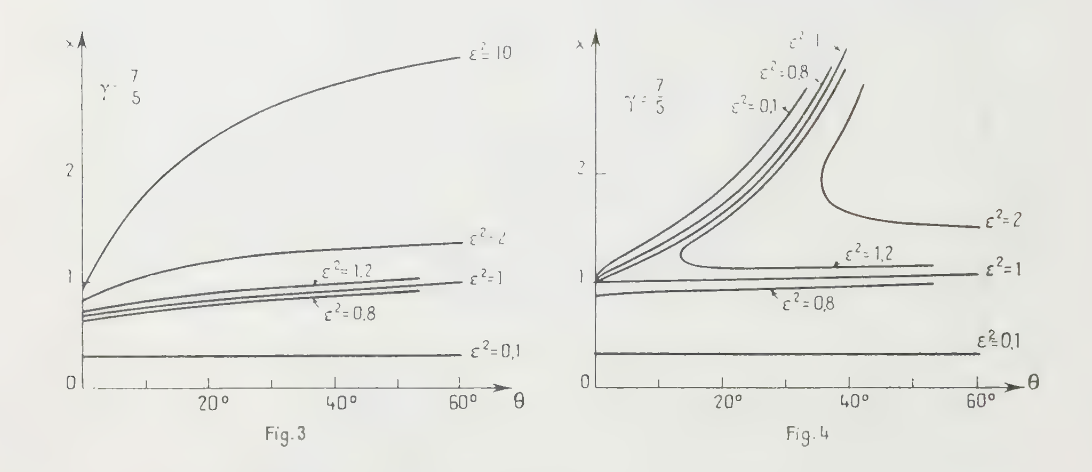



Fig. 3 Fig. 4

famille des courbes formée par les branches II et III est représentée sur la figure 4; toutes les courbes sont asymptotes à la droite définie par l'équation $\gamma \sin \theta = 1$. Lorsque l'angle $\theta$ est supérieur à la valeur limite arc sin $\gamma^{-1}$, les ondes de choc qui correspondent à la vitesse de propagation rapide sont toujours détachées, tandis que les ondes de choc qui correspondent à la vitesse de propagation lente peuvent encore être attachées.

(*) Séance du 29 février 1960.

(1) *La Recherche Aéronautique*, n° 71, 1959, p. 3-9.

MAGNÉTODYNAMIQUE DES FLUIDES. — *Sur une correspondance entre certains écoulements de magnétodynamique des fluides et ceux de la dynamique des gaz.* Note de M. **Roger Peyret**, présentée par M. Joseph Pérès.

En introduisant une correspondance entre les grandeurs caractérisant un fluide donné et celles d'un fluide fictif, on montre que les équations régissant les écoulements de magnétodynamique du fluide donné se ramènent à celles de la dynamique des gaz pour le fluide fictif. Et ceci, que l'écoulement soit continu ou qu'il y ait choc.

I. Imai dans une récente Communication [1] a montré que l'étude des écoulements d'un fluide parfait, à entropie constante et parfaitement conducteur, lorsque le champ magnétique est parallèle à la vitesse, peut être ramenée à l'étude des écoulements de la dynamique des gaz ordinaire d'un fluide fictif.

A. A. Blank et H. Grad ont étudié le même problème dans le cas d'un fluide incompressible [2].

La présente Note a pour objet d'établir une correspondance analogue pour des écoulements à entropie variable. Il ne suffit pas alors d'introduire, comme l'a fait I. Imai, les seules grandeurs cinématiques du fluide fictif; il faut en outre définir complètement les propriétés thermodynamiques de ce dernier fluide.

1. On considère les écoulements stationnaires d'un fluide parfait, compressible, parfaitement conducteur, soumis à des effets magnétiques tels que l'induction $\vec{B}$ est collinéaire à la vitesse $\vec{V}$. Dans le repère considéré le champ électrique est donc nul. On désigne par $p$ la pression; par $\omega$, $s$, $h$ et $e$ respectivement le volume, l'entropie, l'enthalpie et l'énergie interne spécifiques; par T la température absolue; par $\rho$ l'inverse de $\omega$. En posant

$$\vec{B} = \sqrt{\mu\omega_1}\,\rho\vec{V}. \tag{1}$$

On montre [3] en particulier que l'équation de Bernoulli garde sa forme habituelle

$$h + \frac{V^2}{2} = h_0 \tag{2}$$

et que $\omega_1$ et $h_0$ sont constantes sur une ligne de courant; elles peuvent donc être considérées comme des fonctions de $s$.

2. Les grandeurs relatives au fluide fictif sont représentées par des symboles surlignés, leur signification étant la même que celle des symboles utilisés pour le fluide donné. On pose

$$\bar{\omega} = \omega - \omega_1, \tag{3}$$

$$\bar{\omega}\vec{V} = \omega\vec{\bar{V}}, \tag{4}$$

(5) $$\vec{\overline{B}} = \sqrt{\mu\omega_1}\,\rho\vec{V} = \sqrt{\mu\omega_1}\,\overline{\rho}\,\vec{\overline{V}},$$

(6) $$\overline{p} = p + \frac{B^2}{2\mu},$$

(7) $$\overline{s} = s.$$

On notera que la relation (4) exprime l'égalité du débit massique pour les deux écoulements, et que $\overline{p}$ est bien la somme de la pression ordinaire et de la pression magnétique.

Il est aisé, compte tenu de (1), (2) et (6), d'avoir la loi d'état du fluide fictif :

(8) $$\overline{p} = p(\omega_1 + \overline{\omega}, \overline{s}) + \frac{\omega_1}{(\omega_1 + \overline{\omega})^2}[h_0 - h(\omega_1 + \overline{\omega}, \overline{s})].$$

La dérivée partielle par rapport à $\overline{\omega}$ de l'énergie interne spécifique $\overline{e}$, $\overline{s}$ restant constante, doit être égale à $-\overline{p}$; $\overline{e}$ peut donc être définie par

(9) $$\omega\overline{e} - \overline{\omega}e = \omega_1 h_0.$$

La dérivée partielle de $\overline{e}$ par rapport à $\overline{s}$, $\overline{\omega}$ constant, définit alors la température absolue $\overline{T}$ :

(10) $$\omega\overline{T} - \overline{\omega}T = (\omega_1 h_0)' - \left(1 - \frac{\omega_1}{\omega}\right)\left[\left(1 - \frac{\omega_1}{\omega}\right)h + \frac{\omega_1}{\omega}h_0\right]\omega'_1.$$

3. Les équations de l'écoulement, continu ou non, du fluide donné s'écrivent

(11) $$\iint_S \vec{B}.\vec{n}\,d\sigma = 0,$$

(12) $$\iint_S \rho\vec{V}.\vec{n}\,d\sigma = 0,$$

(13) $$\iint_S \left[\rho\vec{V}(\vec{V}.\vec{n}) + p\vec{n} - \frac{1}{\mu}\vec{B}(\vec{B}.\vec{n}) + \frac{B^2}{2\mu}\vec{n}\right]d\sigma = 0.$$

(14) $$\iint_S \left(e + \frac{p}{\rho} + \frac{V^2}{2}\right)\rho\vec{V}.\vec{n}\,d\sigma = 0,$$

S est une surface fermée arbitraire; $d\sigma$ est l'élément d'aire de cette surface et $\vec{n}$ le vecteur unitaire de sa normale extérieure.

Effectuant la transformation on trouve que ces équations sont vérifiées si

(15) $$\iint_S \overline{\rho}\vec{\overline{V}}.\vec{n}\,d\sigma = 0,$$

(16) $$\iint_S \left[\overline{\rho}\vec{\overline{V}}(\vec{\overline{V}}.\vec{n}) + \overline{p}\,\vec{n}\right]d\sigma = 0,$$

(17) $$\iint_S \left(\overline{e} + \frac{\overline{p}}{\overline{\rho}} + \frac{\overline{V}^2}{2}\right)\overline{\rho}\vec{\overline{V}}.\vec{n}\,d\sigma = 0.$$

Ces équations sont celles d'un écoulement, continu ou non, de la dynamique des gaz ordinaire, pour le fluide fictif introduit.

On notera que la façon de définir $\bar{e}$ ne donnait cette grandeur qu'à une fonction de $\bar{s}$ près, mais la considération de l'équation (17) dans le cas d'un choc impose la relation (9).

La correspondance définie ramène donc les problèmes d'écoulements magnétodynamiques du type considéré aux problèmes bien connus de la dynamique des gaz.

4. L'équation (3) montre que la correspondance est singulière pour $\omega = \omega_1$ et que $\bar{\omega}$ devient négatif pour $\omega < \omega_1$ : Le fluide fictif aurait alors un volume spécifique négatif. Une étude plus poussée est nécessaire pour voir ce que devient la correspondance dans ces deux cas.

Si l'on s'en tient au cas $\omega > \omega_1$, c'est-à-dire si le nombre d'Alfven est supérieur à 1, ce qui correspond à un champ magnétique pas trop intense, on remarque que si l'équation d'état $p = g(\omega, s)$ du fluide donné vérifie les conditions de Weyl :

$$g_\omega < 0, \qquad g_{\omega\omega} > 0, \qquad g_s > 0$$

(la lettre en indice représente une dérivation partielle par rapport à cette lettre), alors l'équation d'état $\bar{p} = \bar{g}(\bar{\omega}, \bar{s})$ du fluide fictif vérifiera :

1° $\bar{g}_{\bar{\omega}} < 0$ pour toutes valeurs du nombre de Mach de l'écoulement réel M et de $\omega_1$;

2° $\bar{g}_{\bar{\omega}\bar{\omega}} > 0$ pour $M \geqq 1$ et pour tout $\omega_1$; ou pour $M < 1$ pourvu que

$$\omega_1 < \frac{2\Gamma\omega}{3(1 - M^2) + 2\Gamma},$$

$\Gamma$ est un coefficient sans dimensions tel que $g_{\omega\omega} = 2\rho^3 c^2 \Gamma$;

3° Le signe de $\bar{g}_{\bar{s}}$ dépend de $\omega_1(s)$ et de $h_0(s)$; mais si ces grandeurs sont des constantes, alors $\bar{g}_{\bar{s}} > 0$ pourvu que

$$\omega_1 < \frac{\omega^2}{\omega g_s + T} - \frac{\omega^2}{(h_s)_\omega}.$$

5. La correspondance ainsi établie permet donc d'étendre sans aucune difficulté les résultats classiques de la dynamique des gaz aux écoulements de magnétodynamique considérés.

(1) I. Imai, *Some remarks on flows of conducting fluid past bodies. Symposium on magnéto-fluid dynamics*, Williamsburg, 1960. A paraître dans *Revue of Modern Physics.*

(2) A. A. Blank et H. Grad, *Fluid dynamical analogies*, N. Y. O. 6486. *Notes on Magnetohydrodynamics*, VII, New-York University, 1958.

(3) P. Germain, *La Recherche Aéronautique*, janvier 1960.

MÉCANIQUE PHYSIQUE. — *Influence de la pression sur les modules de cisaillement principaux de la périclase* (MgO) *et du fluorure de lithium.* Note (*) de Mlle **Christiane Susse**, présentée par M. Gustave Ribaud.

La périclase et le fluorure de lithium appartiennent au système cubique et possèdent trois constantes élastiques indépendantes : $c_{11}$, $c_{44}$ et $c_{12}$. Pour chacun d'eux on peut définir avec Zener ([1]) deux modules de cisaillement principaux, à savoir : $C \equiv c_{44}$ qui correspond à un cisaillement appliqué à un plan (110) dans la direction [010] et $C' \equiv (c_{11} - c_{12})/2$ qui correspond à un cisaillement appliqué à un plan (110) dans la direction $[1\bar{1}0]$.

L'étude des vibrations de torsion d'éprouvettes cylindriques d'orientation (100) et (110) conduit de façon simple au calcul de ces modules ([2]). En effet, si $f$ est la fréquence de résonance de ces vibrations, $h$ le rang de l'harmonique considéré, $\rho$ et $l$ la densité et la longueur de l'éprouvette, le module de torsion G est donné par

$$(1) \qquad G = \frac{h^2}{4\, l^2 f^2 \rho},$$

où

$$G = s_{44} = \frac{1}{c_{44}}$$

pour une éprouvette d'orientation [100] et

$$G = \frac{1}{2} s_{44} + s_{11} - s_{12} = \frac{1}{2\, c_{44}} + \frac{1}{c_{11} - c_{12}}$$

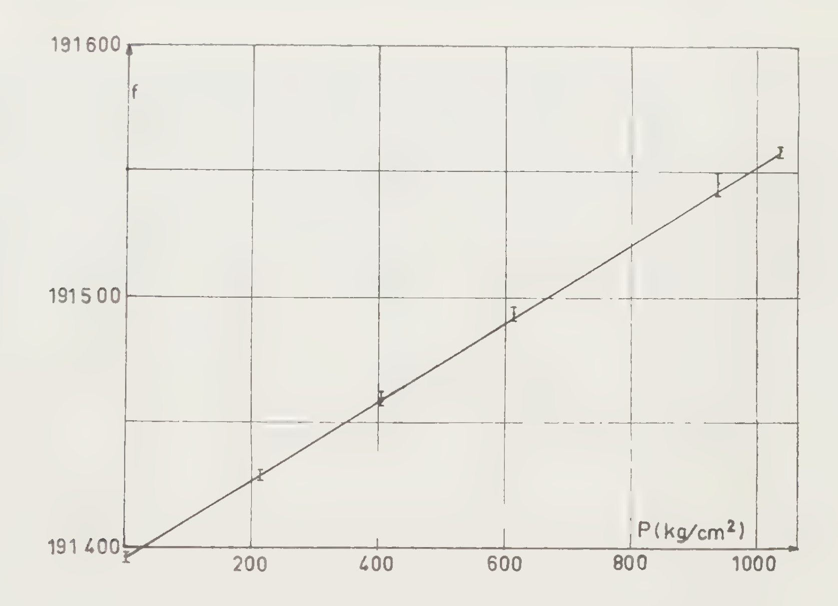
pour une éprouvette d'orientation [110].

Nous avons utilisé pour nos mesures la même méthode que pour nos travaux à haute température ([1]). Les cylindres de périclase ont été obtenus à partir de gros blocs de magnésie électrofondue fournie par la Compagnie Norton, ceux du fluorure de lithium ont été obtenus au Conservatoire National des Arts et Métiers ([3]). L'orientation de l'axe des éprouvettes a été vérifiée à l'aide des rayons X; la plus grande erreur d'orientation était de 3° pour l'éprouvette [100] de fluorure de lithium. Pour chaque éprouvette on a calculé quand il y avait lieu la correction correspondante à appliquer au module mesuré.

Afin d'obtenir une résonance très aiguë et par là une grande précision dans la mesure des fréquences de résonance, nous avons fait polir très soigneusement les faces extrêmes des éprouvettes. La longueur de celles-ci a ainsi pu être définie à 0,25 μ près environ, c'est-à-dire à mieux que $10^{-5}$ de sa valeur dans tous les cas. Dans le même but, nous avons utilisé comme fils de transmission des vibrations, des fils d'un diamètre de 0,1 mm au lieu de 0,2 mm, dimension utilisée dans nos précédents travaux.

Comme gaz compresseur nous avons employé de l'azote dont la pression était mesurée par un manomètre de précision, de la maison Heise, préalablement étalonné par comparaison avec une balance manométrique. L'erreur maximale était inférieure à 1 kg/cm² à 1000 kg/cm², limite supérieure du domaine de pression étudié.

La température des éprouvettes était mesurée à l'aide d'un thermocouple cuivre-constantan. Grâce à un dispositif de thermostatisation de l'enceinte sous pression, les mesures ont pu être effectuées à des températures toutes situées dans un intervalle de 0,2° C autour de 20° C. On a




ramené tous les résultats à 20° C en utilisant les valeurs des coefficients $d\ln f/dT$ tirées de nos mesures à hautes températures [4], [5]. L'erreur sur la pression est négligeable par rapport à l'erreur sur $f$ qui est elle-même presque toujours inférieure à $10^{-5}$ en valeur relative et ne dépasse jamais $2.10^{-5}$.

La figure 1 qui est un exemple de l'allure que présentent tous nos résultats montre qu'à la précision près des mesures, la fréquence de résonance varie linéairement avec la pression. Il en est, par conséquent, de même du coefficient élastique correspondant. On déduit, en effet, de la relation (1) l'égalité suivante :

$$(2) \qquad \frac{d}{dp}\ln G = -2\frac{d}{dp}\ln f - 2\frac{d}{dp}\ln l - \frac{d}{dp}\ln \rho = -2\frac{d}{dp}\ln f - \frac{\chi_T}{3},$$

$\chi_T$ étant la compressibilité cubique isotherme de l'éprouvette. $\chi_T$ se calcule à partir de nos valeurs de $\chi_S$ à pression atmosphérique [4], [5] à l'aide de la relation

$$\chi_T = \chi_S + \frac{9\,T\,\alpha^2}{\rho\,C_p}.$$

où T est la température absolue, $\alpha$ le coefficient de dilatation thermique et $C_p$ la chaleur spécifique à pression constante. Les valeurs de $(\partial \ln M/\partial p)_T$ $(M = C, C')$ ainsi obtenues à partir des valeurs de G sont réunies dans un tableau.

| | M. | M $(10^{11}$ dynes.cm$^{-2})$. | $\left(\frac{\partial \ln M}{\partial p}\right)_T$ $(10^{-6}$ cm$^2$.kg$^{-1})$. |
|---|---|---|---|
| LiF. | C......... | 6,357 | 2,17 ± 0,05 |
| | C'......... | 2,28 | [illegible] |
| MgO. | C......... | 15,75 | 0,639 ± 0,0[illegible] |
| | C'......... | [illegible] | [illegible] |

Les résultats de cette étude sont en accord avec ceux de Lazarus et de Daniels et Smith [8] concernant d'autres monocristaux minéraux et métalliques, comprimés jusqu'à 10 000 bars et montrent le caractère linéaire de l'effet de la pression sur les constantes élastiques dans le domaine étudié. Ils montrent, en outre, que l'obtention des valeurs de la pente à l'origine des courbes $c_{ij}(p)$, quantité d'un intérêt théorique considérable, ne nécessite pas l'utilisation de très hautes pressions et qu'une méthode de mesure très précise des $c_{ij}$ dans un domaine de pression relativement modeste comme le nôtre, permet de connaître cette pente avec une précision satisfaisante. Dans le cas présent celle-ci est en effet de 2 % pour LiF, de 3 et 6 % respectivement sur C et C' pour MgO.

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) C. Zener, *Elasticity and anelasticity of metals*, Chicago, 1948, chap. II.

(2) L'étude des vibrations longitudinales qui conduit dans le cas d'éprouvettes d'orientation [100] au calcul de $c_{11}$ n'est pas possible sous pression à cause de l'amortissement très important de ces vibrations sous l'effet du gaz compresseur.

(3) On trouvera une description détaillée des éprouvettes et de leur usinage dans des publications précédentes (4), (5).

(4) C. Susse, *J. Phys. Rad.*, 17, 1956, p. 910.

(5) C. Susse, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 3149.

(6) C. Susse, *Comptes rendus*, 247, 1958, p. 1174.

(7) D. Lazarus, *Phys. Rev.*, 76, 1949, p. 543.

(8) W. B. Daniels et C. S. Smith, *Phys. Rev.*, 111, 1958, p. 713.

ASTROPHYSIQUE. — *Interprétation d'un diagramme d'indices de couleur.* Note (*) de Mme **Anne-Marie Rozis-Saulgeot**, présentée par M. André Danjon.

Nous remarquons que le diagramme d'indices de couleur récemment publié par Schalén (¹) dans une étude sur le rougissement interstellaire présente une grande analogie avec le diagramme $\varphi$, B — V que nous avons étudié (²), (³). L'explication de l'aspect du diagramme est la même.

Dans une étude sur le rougissement interstellaire dans la région du *Cygne*, Schalén étudie la relation entre les deux indices de couleur C[illegible] et C[illegible].

L'étude de la relation entre ces deux indices amène l'auteur à conclure que, tandis que quelques étoiles sont déplacées en ligne droite sur le diagramme par l'absorption interstellaire, comme le laisse prévoir la théorie pour une absorption en $\lambda^{-1}$, la plupart des étoiles étudiées s'écartent sensiblement de cette droite et se massent autour d'une deuxième courbe située à droite de la première (*fig.*).

Nous allons montrer que le diagramme présenté par Schalén est la réplique exacte de notre diagramme $\varphi$, B — V, à ceci près que les ordonnées et les abscisses sont inversées.

Utilisant la table des valeurs numériques publiée par Schalén, nous avons séparé, sur son propre diagramme, les étoiles en trois groupes de types spectraux, en les indiquant par un signe différent, comme l'auteur l'avait fait dans une publication antérieure (⁴).

1° Étoiles O et B plus ou moins rougies (cercles pleins).

2° Étoiles A (croix).

3° Étoiles F, G, K (cercles creux).

En particularisant ainsi les étoiles par types spectraux nous retrouvons exactement les résultats de notre étude de la corrélation $\varphi_b$, B — V (²), (³).

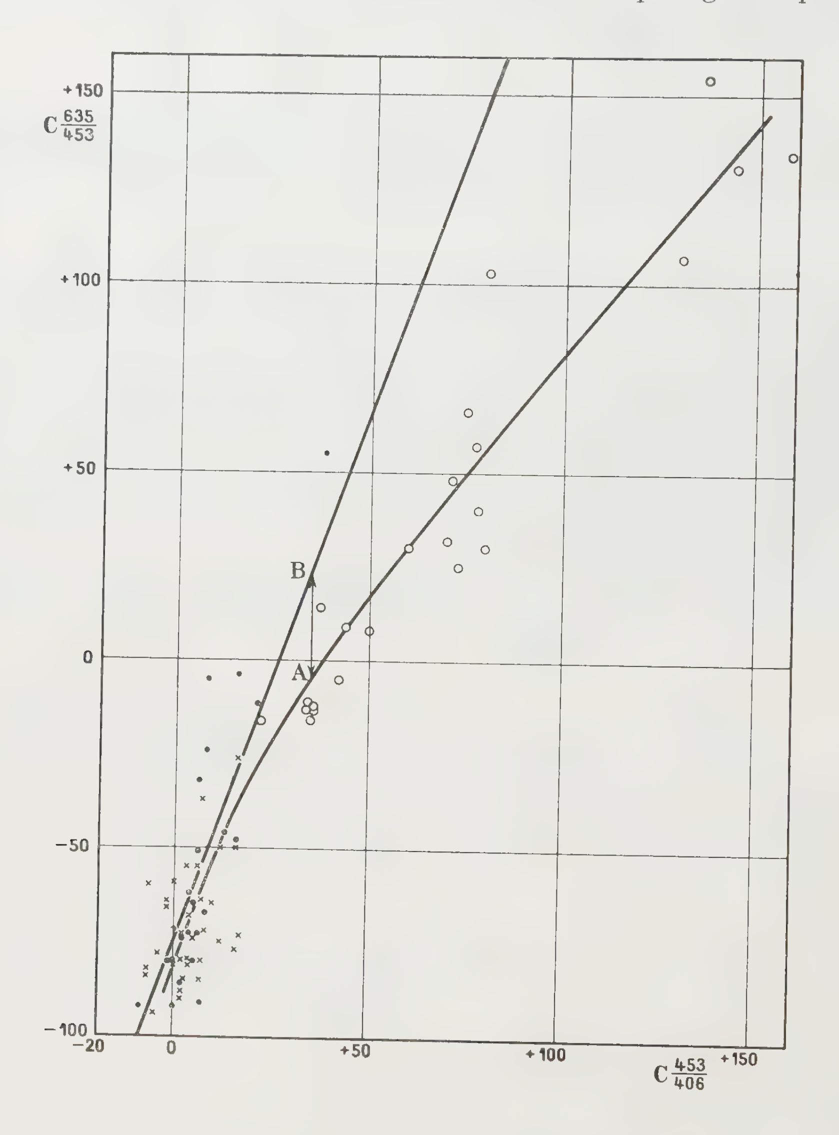
Les étoiles O et B rougies se rassemblent sur une droite.

Les étoiles naines plus avancées se groupent sur une autre courbe qui s'écarte progressivement de la droite précédente. Dans le diagramme de Schalén cette courbe s'infléchit vers la droite alors que dans notre diagramme elle est située à gauche simplement parce que les abscisses et les ordonnées sont inversées.

Précisons cette analogie : l'indice C[illegible] de Schalén est analogue à un facteur numérique près, à notre gradient dans la région bleue $\varphi_b$. En effet, ils sont calculés l'un et l'autre à partir de mesures faites entre la discontinuité de Balmer et le « crochet » à 4 800 Å du spectre visible.

D'un autre côté, l'indice C[illegible] est très analogue à l'indice B — V du système en trois couleurs de Morgan. Il offre la particularité d'être « à cheval » sur l'accident de 4 800 Å et il en donne en quelque sorte une mesure.

L'écart entre les deux courbes du diagramme de Schalén peut donc s'interpréter, comme pour notre diagramme $\varphi_b$, B — V par l'apparition du « crochet » à 4 800 Å dans le tracé du gradient relatif d'une étoile avancée par rapport à une étoile O, ce crochet étant d'autant plus grand que l'étoile




est plus avancée. Notons que dès 1952, Schalén avait relié l'aspect du diagramme à l'existence de deux gradients différents de part et d'autre de 4 800 Å, la différence croissant rapidement pour les étoiles plus avancées que $F_0$.

En fait, pas plus que le diagramme $\varphi_b$, B — V, celui de Schalén ne permet de trancher la question de savoir si l'accident de 4 800 Å se trouve en réalité dans le spectre de l'étoile O ou dans celui d'une étoile avancée. Il nous a paru néanmoins intéressant de montrer qu'on retrouvait exactement les mêmes résultats, et la même interprétation, dans ce travail

tout à fait indépendant du nôtre. L'accord est même quantitatif : vers $G_0$ l'écart des deux courbes est de l'ordre de 0,25 mag comme dans le diagramme $\varphi_b$, B — V (AB sur la figure).

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) SCHALÉN, *Arkiv för Astronomi*, 233, 1959, p. 359.

(2) A.-M. ROZIS, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 281.

(3) A.-M. ROZIS, *Ann. Astroph.*, 22, 1959, p. 177.

(4) SCHALÉN, *Oppala obs. Ann.*, 3-5, 1952, p. 30.

ASTROPHYSIQUE. — *Sur la détermination objective des écarts à l'équilibre thermodynamique local.* Note (*) de Mme **Nüzhet Gökdoğan** et M. **Jean-Claude Pecker**, présentée par M. André Danjon.

1. Dans une série d'articles en cours de publication ([1]), l'un de nous et plusieurs de ses collègues ont proposé une nouvelle méthode utilisant *simultanément* les largeurs équivalentes des raies et leurs intensités centrales pour déterminer les abondances et les écarts à l'équilibre thermodynamique local (ETL) relatifs à divers métaux ou molécules de la photosphère solaire.

Cependant que les recherches se poursuivent vers différentes applications de cette méthode, il apparaît que des simplifications essentielles peuvent être apportées à la théorie, sans en modifier la portée ni le sens.

Un des inconvénients majeurs de cette méthode résidait, on le sait, dans son caractère *itératif*. Les abondances dépendaient des écarts et *vice versa*. La méthode proposée pour passer — l'abondance étant même supposée connue — de la première approximation ($b_n = 1$), à la solution ($b_m = 1$), utilisait des diagrammes difficiles à tracer et ces complications même ont amené certains astrophysiciens à douter du bien fondé des résultats quantitatifs de cette méthode.

Or, il est possible, nous l'allons montrer, de déterminer les écarts à l'ETL sans utiliser du tout les abondances, ni même les forces d'oscillateur, autrement que d'une façon totalement implicite.

2. Considérons en effet la quantité

$$\bar{\eta}_r = \int_0^{\tau_0} \frac{\varkappa_r}{\varkappa_c}\, d\tau_c. \tag{1}$$

Cette quantité permet de passer de $\tau_c$ (profondeur optique dans le continu) à $\tau_r$ (profondeur optique dans laraie) par la relation

$$\tau_r = (1 + \bar{\eta}_r)\,\tau_c \qquad \text{(au centre de la raie } \bar{\eta}_r = \bar{\eta}_0\text{)}. \tag{2}$$

Dans nos premières conceptions, on devait calculer la quantité $\bar{\eta}_0$ en fonction des caractéristiques de la raie et en fonction du modèle. Il fallait connaître le modèle, l'abondance A, les forces d'oscillateur $f$, et même les coefficients $b_n$ d'écart à l'ETL.

Or, il est possible de déterminer cette quantité directement car c'est elle qui intervient dans l'écriture de la courbe de croissance Milne-Eddington :

$$w = \frac{\sqrt{\pi}}{c}\lambda_0 \sqrt{\frac{2k}{m_0\mu}}\left[\overline{G(\tau)\sqrt{T_k}}\right]\mu \int_0^{\infty} \varphi[x]\, e^{-\frac{x}{\bar{\eta}_0}\left(\frac{\eta_0}{\bar{\eta}_0}\right)}\, dx = w(\bar{\eta}_0) \tag{3}$$

où $G(\tau) = g(\tau)e^{\tau/\mu}$, $g(\tau)$ étant la fonction de poids.

Cette écriture est *rigoureuse* pourvu que la quantité $[\overline{G(\tau)\,T_k(\tau)}]$ soit considérée comme une valeur moyenne. En toute rigueur, la « forme » de la courbe de croissance dépend donc un peu de la variation $G(\tau)$ car cette moyenne dépend elle-même naturellement de $\bar{\eta}_0$. Mais, dans la mesure même où la courbe de croissance théorique (3) peut être amenée par une translation sans rotation à coïncider avec la courbe de croissance empirique pour tel ou tel multiplet, à la précision près des mesures, on peut admettre que l'erreur de « forme » de la courbe de croissance est sans importance. De toutes façons, si l'on a des doutes, le calcul peut se limiter aux raies faibles.

Ainsi, la mesure de $w$, une fois effectuée cette coïncidence entre courbe théorique et courbe empirique, nous fixe sur $\bar{\eta}_0$, donc sur $\tau_c$ pour chaque raie (si l'on admet connu le $\tau_r$ de formation du centre de la raie).

L'hypothèse Milne-Eddington, à la base de l'écriture (3), n'intervient ici que dans la mesure où nous faisons sortir $\varkappa_r/\varkappa_c$ de l'intégrale (1), *ce dont nous n'avons pas besoin pour la détermination seule des écarts.*

Remarquons de plus que l'expression (3) est tout à fait exacte si l'on suppose la fonction-source linéaire [alors $G(\tau) = G(0)$], — ce qui a par exemple été admis dans le calcul des courbes de croissance théoriques de M. Wrubel — et si l'on admet la turbulence indépendante de la profondeur. Cette discussion éclaire sur les limites de validité de l'hypothèse M—E, qui dépendent de l'application en vue.

Il est donc possible, à partir de la seule donnée de la courbe de croissance empirique de déterminer les écarts à l'ETL en fonction de la profondeur optique d'une façon qui introduit *implicitement* tous les facteurs réels (abondance, modèle, turbulence, écarts), entrant en jeu, et ce d'une façon absolument correcte.

Cette méthode s'applique sans difficulté au cas des étoiles.

3. Là où il faut se séparer de l'écriture Milne-Eddington, c'est lorsqu'il faut calculer les abondances. Il faut alors revenir à l'expression détaillée de (1) déjà utilisée dans nos travaux antérieurs :

$$\bar{\eta}_0 = A f g \lambda \int_0^{\tau_0} b_n(\tau_0)\, N_n(\tau_0)\, k(\tau_0)\, d\tau_0. \tag{4}$$

Mais nous pouvons maintenant introduire dans cette équation les $b_n$, connus d'après notre calcul des écarts. Il faut là (et là seulement) faire une hypothèse sur le modèle et sur la turbulence. Mais l'étude des glissements nécessaires pour assurer la coïncidence entre les courbes de croissance théorique et expérimentale pourra nous guider utilement. Quant aux forces d'oscillateur, elles sont nécessaires évidemment pour celles des raies qu'il a fallu utiliser pour la construction de la courbe de croissance empirique.

4. Le seul paramètre dont nous n'avons pas tenu compte est la microturbulence qui influence les profils sans influencer la courbe de croissance.

On peut utiliser, pour déterminer ce paramètre, la méthode de Struve et Huang. Il est à craindre qu'il sera difficile de séparer en général macroturbulence et écarts à l'ETL. Ceci était d'ailleurs vrai de notre première méthode. Seule la considération de plusieurs multiplets peut permettre de résoudre la difficulté.

5. Des publications ultérieures fourniront des applications numériques de ces principes très simples. Il ne devrait y avoir qu'une faible différence entre les résultats de cette nouvelle version de notre méthode et les résultats obtenus antérieurement, cette faible différence restant (peut-être) due au défaut de convergence de la méthode sous sa forme primitive (des essais nous ont montré qu'en vérité les résultats sont pratiquement identiques). En tous cas, les résultats obtenus ne dépendent ni du choix du modèle, ni de l'abondance supposée, ni de la qualité des forces d'oscillateur. Ils échappent par suite à certaines des critiques qu'on a pu leur faire [2].

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) J.-C. PECKER, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 499 et 639; *Ann. Astr.*, 5, 1959; *Colloque C. N. R. S.*, Paris, 1959; *Colloque de Bruxelles*, juillet 1959; R. KANDEL, F. PRADERIE et J. ROUNTREE, Communications au *Colloque de Bruxelles*, juillet 1959 (sous presse); J.-C. PECKER et L. VOGEL, J.-C. PECKER et F. PRADERIE, articles sous presse, *Ann. Astr.*, 1960.

(2) L. GOLDBERG et K. PIERCE, *Handbuch der Physik*, 52, p. 74; L. H. ALLER, *Congrès de Bruxelles*, 1959, juillet (sous presse).

PHYSIQUE MATHÉMATIQUE. — *Développement en série du potentiel au voisinage d'un coin diélectrique rectangulaire et recherche d'une équation aux différences finies.* Note (*) de M. **Philippe Durand**, transmise par M. Gaston Dupouy.

Nous allons montrer qu'au voisinage du point O (*fig.* 1), les développements en série du potentiel $V_e$ à l'extérieur et $V_i$ à l'intérieur du coin diélectrique, sont de la forme

$$(1) \qquad V_e = \sum_m r^m [A_m \cos m\theta + B_m \sin m\theta], \qquad V_i = \sum_m r^m [C_m \cos m\varphi + D_m \sin m\varphi],$$

où $m$ désigne une constante qui n'est pas nécessairement un nombre entier. Les développements (1) obéissent à l'équation de Laplace $[\partial_x^2 + \partial_y^2]\, V = 0$ et sur les côtés OA et OB, ils doivent satisfaire aux conditions aux limites [1] :

$$(2) \qquad V_i = V_e, \qquad \partial_\theta V_e = k\, \partial_\varphi V_i, \qquad \text{avec} \quad k = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}.$$

Les conditions (2) conduisent au système d'équations homogènes

$$(3) \qquad \begin{vmatrix} 1 & -\cos 3\omega & 0 & -\sin 3\omega \\ \cos\omega & 1 & \sin\omega & 0 \\ 0 & \sin 3\omega & -k & \cos 3\omega \\ k\sin\omega & 0 & -k\cos\omega & 1 \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} C_m \\ A_m \\ D_m \\ B_m \end{vmatrix} = 0, \qquad \text{avec} \quad \omega = m\frac{\pi}{2}.$$

Il n'admet de solutions non nulles que si le déterminant des coefficients des inconnues est nul; cette condition s'écrit d'abord

$$(1 + k^2) \sin\omega \sin 3\omega = 2k [\cos\omega \cos 3\omega - 1];$$

puis en introduisent $X = \cos 2\omega = \cos m\pi$, on aboutit à l'équation du second degré

$$(4) \qquad X^2 - \frac{\gamma^2}{2} X + \left(\frac{\gamma^2}{2} - 1\right) = 0, \qquad \text{en posant} \quad \gamma = \frac{k-1}{k+1}.$$

Les racines de (4) sont

$$(5) \qquad X_1 = 1, \qquad X_2 = \left(\frac{\gamma^2}{2} - 1\right).$$

La première racine $X_1$ correspond à $m = 2p$ (avec $p = 0, 1, 2, \ldots$), d'où $\sin\omega = \sin 3\omega = 0$ et $\cos\omega = \cos 3\omega = (-1)^p$. (3) donne alors

$$(6) \qquad C_{2p} = (-1)^p A_{2p}, \qquad k D_{2p} = (-1)^p B_{2p}.$$

La deuxième racine $X_2$ correspond à $\pm m\pi = \arccos[(\gamma^2/2) - 1] \pm 2p\pi$ avec $p = 0, 1, 2, \ldots$ et $\pi/2 < \arccos[(\gamma^2/2) - 1] < \pi$ car la quantité

$[(\gamma^2/2) - 1]$ est toujours négative. En posant

$$(7) \qquad \alpha = \frac{1}{\pi} \arc\cos\left(\frac{\gamma^2}{2} - 1\right), \qquad \text{on a} \quad m = 2p \pm \alpha.$$

On trouve aisément les valeurs

$$(8) \qquad \begin{cases} \cos\omega = (-1)^p \dfrac{\gamma}{2}, & \sin\omega = \pm(-1)^p \sqrt{1 - \dfrac{\gamma^2}{4}}, \\ \cos 3\omega = (\gamma^2 - 3)\cos\omega, & \sin 3\omega = (\gamma^2 - 1)\sin\omega. \end{cases}$$

Avec ces valeurs (8) on peut résoudre le système (3) et exprimer $A_m$, $C_m$, $D_m$ en fonction de $B_m$. On trouve

$$(9) \qquad \begin{cases} k A_m = -(\pm) R B_m, & k C_m = -(\pm)(-1)^p R B_m, \\ k D_m = -(-1)^p B_m, & \text{avec} \quad R = \sqrt{\dfrac{2 + \gamma}{2 - \gamma}} = \sqrt{\dfrac{3k + 1}{k + 3}}. \end{cases}$$

Pour obtenir l'équation aux différences finies à l'approximation du quatrième ordre, nous écrivons d'abord explicitement les développements (1). Pour $p = 0$, les termes correspondant à $m = 0$ donnent une constante et nous éliminons la solution $m = -\alpha$ qui donnerait une valeur infinie du potentiel à l'origine. On a donc

$$(10) \qquad \begin{aligned} V_e = V_0 &+ r^\alpha [A_1 \cos\alpha\theta + B_1 \sin\alpha\theta] \\ &+ \sum_{p=1}^{2} \{ r^{2p} [A_{2p} \cos 2p\theta + B_{2p} \sin 2p\theta] \\ &\qquad + r^{2p-\alpha} [A_{2p-\alpha} \cos(2p - \alpha)\theta + B_{2p-\alpha} \sin(2p - \alpha)\theta] \\ &\qquad + r^{2p+\alpha} [A_{2p+\alpha} \cos(2p + \alpha)\theta + B_{2p+\alpha} \sin(2p + \alpha)\theta] \}, \end{aligned}$$

$$(11) \qquad \begin{aligned} V_i = V_0 &+ r^\alpha [C_1 \cos\alpha\varphi + D_1 \sin\alpha\varphi] \\ &+ \sum_{p=1}^{2} \{ r^{2p} [C_{2p} \cos 2p\varphi + D_{2p} \sin 2p\varphi] \\ &\qquad + r^{2p-\alpha} [C_{2p-\alpha} \cos(2p - \alpha)\varphi + D_{2p-\alpha} \sin(2p - \alpha)\varphi] \\ &\qquad + r^{2p+\alpha} [C_{2p+\alpha} \cos(2p + \alpha)\varphi + D_{2p+\alpha} \sin(2p + \alpha)\varphi] \}. \end{aligned}$$

Écrivons (10) et (11) pour les huit points 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8 de la figure 2. En éliminant les coefficients arbitraires entre ces huit équations, un calcul assez long mais élémentaire, conduit à l'expression

$$(12) \qquad 5(3 + k) V_0 = 4(V_1 + V_2) + 2(k + 1)(V_3 + V_4) + V_5 + V_6 + V_8 + k V_7.$$

A l'approximation du second ordre, on trouve

$$(13) \qquad 2(k + 3) V_0 = 2(V_1 + V_2) + (k + 1)(V_3 + V_4).$$

Ces formules peuvent être utilisées pour le calcul numérique des potentiels (*loc. cit.*, p. 438).

*Remarque.* — Le nombre $\alpha$ tend vers 1 quand $\varepsilon \to 0$; dans (10) et (11) il y a alors toutes les puissances entières de $r$ (paires et impaires) et l'on retrouve le développement régulier du potentiel.

Le nombre $\alpha$ tend vers 2/3 quand $\varepsilon \to \infty$ (ce qui correspond à un conducteur). Les formules (10) donnent alors le développement bien connu

$$V_e = V_0 + \sum_{n=1}' B_n \sin \frac{2n}{3} \theta \qquad (n = 1, 2, 3, \ldots). \tag{14}$$

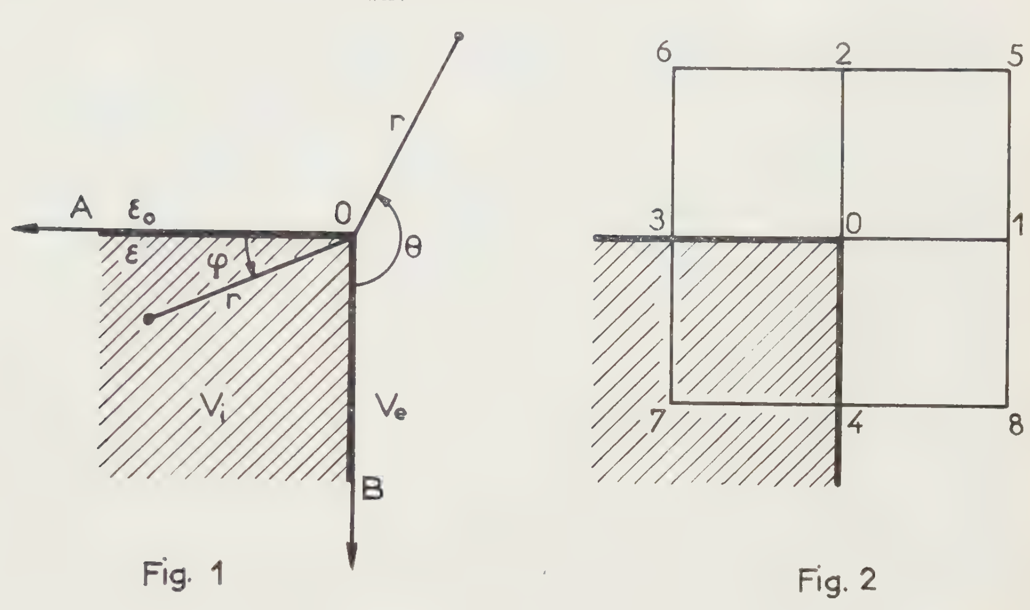



Fig. 1

Fig. 2

Il faut toutefois ajouter aux conditions (2) la condition $V_i =$ Cte qui donne $C_{2p} = A_{2p} = 0$.

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) *Voir* E. Durand, *Électrostatique et Magnétostatique*, Masson et Cie, Paris, 1953, p. 121.

MÉCANIQUE ONDULATOIRE. — *Sur la théorie non linéaire des ondes.* Note de M. **Georges Lochak**, présentée par M. Louis de Broglie.

On donne la solution du problème de Cauchy pour des ondes planes régies par une équation non linéaire susceptible de conserver des trains d'ondes.

Dans le cadre de nombreux travaux tendant à fonder une généralisation de la Mécanique ondulatoire sur une théorie non linéaire des ondes, deux problèmes se sont posés qui ont entre eux une certaine parenté.

Le premier a été posé par MM. de Broglie et Schrödinger dès les débuts de la Mécanique ondulatoire : comment concilier la permanence des propriétés d'une particule stable (un électron, par exemple) avec l'étalement des trains d'ondes prévu par les équations de la Mécanique ondulatoire ?

Il n'y a là nul inconvénient si l'on pense avec d'autres auteurs que l'onde de l'électron est statistique et que ce sont des densités de probabilité qui traversent les trous d'Young ou se diffractent dans les réseaux cristallins; la difficulté est réelle si l'on pense au contraire que l'onde est physique et existe toujours et en dehors de toute observation.

On peut alors se demander s'il existe des équations non linéaires possédant des solutions qui ne s'affaibliraient pas au cours de leur mouvement (1).

Le second problème auquel il est fait allusion plus haut consiste en l'étude du phénomène de Riemann-Hugoniot (2) : il est en principe possible qu'une onde régie par une équation non linéaire rattrape une onde émise antérieurement, en donnant naissance à une onde de choc. Ce problème a été récemment étudié par MM. Lutzky et Toll (3) sur l'électrodynamique d'Heisenberg-Euler. Ces auteurs semblaient d'ailleurs ignorer un travail plus ancien de MM. Blokhinstsev et Orlov (4) qui s'étaient posé la même question à propos de l'électrodynamique de Born-Infeld.

Le résultat le plus curieux de ce dernier Mémoire (4) me paraît être celui-ci : si l'on considère une *onde plane* dans la première théorie de M. Born (où seul le premier invariant $\vec{E}^2 - \vec{H}^2$ figure dans la lagrangien) les lignes caractéristiques sont telles que chacune des deux familles constitue la famille des lignes isoclynes de l'autre famille. De plus, le seul lagrangien de la forme $L(\vec{E}^2 - \vec{H}^2)$ à posséder cette propriété est celui de M. Born. Les auteurs du Mémoire en concluent que l'électrodynamique de M. Born est exempte d'ondes de choc et qu'elle est seule à l'être.

Cette conclusion me semble abusive ainsi que je le montrerai dans une prochaine Note. Partant de l'idée de MM. Blokhintsev et Orlov, considérons un lagrangien $L(\psi, \partial_\mu\psi\, \partial^\mu\psi)$. Il est plus général que celui considéré dans (4) du fait que la fonction inconnue y figure et non pas seulement ses dérivées, mais il est plus restreint du fait que nous supposerons que $\psi$ est un *scalaire réel*.

Soit une onde plane se propageant suivant $Ox$. On aura une équation de la forme

$$\text{(1)} \qquad A r + 2 B s + C t + D = 0,$$

avec

$$p = \frac{\partial\psi}{\partial t}, \qquad q = \frac{\partial\psi}{\partial x}, \qquad r = \frac{\partial^2\psi}{\partial t^2}, \qquad s = \frac{\partial^2\psi}{\partial t\,\partial x}, \qquad t = \frac{\partial^2\psi}{\partial x^2},$$

A, B, C, D sont des fonctions de $\psi$, $p$, $q$ faciles à calculer à partir du lagrangien.

Soit $(dx/dt) = \zeta(\psi, p, q)$ la pente d'une caractéristique. La condition imposée aux caractéristiques de former deux familles d'isoclynes s'écrira [5]

$$\text{(2)} \qquad \begin{cases} \zeta \dfrac{\partial\zeta}{\partial p} - \dfrac{\partial\zeta}{\partial q} = 0, \\ (A p \zeta + C q) \dfrac{\partial\zeta}{\partial\psi} - D \dfrac{\partial\zeta}{\partial q} = 0. \end{cases}$$

On en déduit que le lagrangien cherché doit être

$$\text{(3)} \qquad L = \sqrt{1 - \Phi'^2(\psi)\, \partial_\mu\psi\, \partial^\mu\psi},$$

où la fonction $\Phi(\psi)$ est assujettie à être deux fois continûment dérivable et est par ailleurs quelconque.

L'équation (1) s'écrira

$$\text{(4)} \qquad (\Phi'^2 q^2 + 1)\, r - 2\,\Phi'^2 pqs + (\Phi'^2 p^2 - 1)\, t + (p^2 - q^2) \frac{\Phi''}{\Phi'} = 0.$$

Mais l'équation que vérifie la fonction $\Phi(\psi)$, en désignant cette fois par $p$, $q$, $r$, $s$, $t$ les dérivées de $\Phi$ s'écrit simplement

$$\text{(5)} \qquad (q^2 + 1)\, r - 2\, pqs + (p^2 - 1)\, t = 0.$$

Cette équation, ainsi que (4), est hyperbolique pour toute solution qui rend le lagrangien (3) réel et non nul.

Soit une solution $\Phi(x, t)$ de (5) se propageant dans le « vide », c'est-à-dire compatible [2] avec l'état de repos $\Phi = \text{Cte}$; elle se raccordera avec celui-ci le long d'une caractéristique du « vide »; c'est-à-dire le long d'une droite isotrope [6]. Cette droite fera partie d'une des familles de caractéristiques (appelons-la C) de la solution $\Phi(x, t)$; par chacun de ses points passera une ligne de l'autre famille (C'). Mais on sait que C' est la famille des isoclynes de C et comme l'une des lignes de C est une droite, toute la famille C est formée de droites parallèles. MM. Blokhintsev et Orlov ont conclu de là que la propriété qu'ils imposent aux caractéristiques élimine le phénomène de Riemann-Hugoniot et entraîne la propagation rigide de tout signal. Remarquons d'abord que le parallélisme des caractéristiques d'une solution compatible avec le repos est bien entraînée par la condition imposée aux caractéristiques. Mais cette dernière n'est pas nécessaire et,

pour ingénieuse qu'elle soit, elle peut être remplacée par beaucoup d'autres. D'autre part, les signaux dont la propagation est régie par (5) ne sont *pas toujours* rigides.

Pour le voir, le mieux est d'intégrer (5), ce qui est facile car c'est simplement l'équation des surfaces minima d'un espace pseudo-euclidien à trois dimensions ($t$, $x$, $\Phi$). En s'appuyant sur la théorie classique des surfaces minima ([7]), on montre que si à l'instant $t = 0$, on impose les conditions initiales

$$(6) \qquad \Phi(x, t)\Big|_{t=0} = F(x), \qquad \frac{\partial \Phi}{\partial t}\Big|_{t=0} = G(x)$$

telles qu'on ait $1 + F'^2 - G^2 > 0$, la solution de (5) aura l'expression paramétrique

$$(7) \qquad t = \frac{1}{2}\int_\beta^\alpha \frac{1 + F'^2(\lambda)}{\sqrt{1 + F'^2(\lambda) - G^2(\lambda)}}\, d\lambda,$$

$$(8) \qquad x = \frac{\alpha + \beta}{2} + \frac{1}{2}\int_\beta^\alpha \frac{G(\lambda)\, F'(\lambda)}{\sqrt{1 + F'^2(\lambda) - G^2(\lambda)}}\, d\lambda,$$

$$(9) \qquad \Phi = \frac{F(\alpha) + F(\beta)}{2} + \frac{1}{2}\int_\beta^\alpha \frac{G}{\sqrt{1 + F'^2(\lambda) - G^2(\lambda)}}\, d\lambda.$$

On voit que l'origine du temps est donnée pour $\alpha = \beta$. Un point sera dans l'avenir pour $\alpha > \beta$. Les deux familles de caractéristiques seront données par (7) et (8) pour $\alpha = \text{Cte}$ et $\beta = \text{Cte}$. Nous étudierons cette solution dans une prochaine publication.

(1) L. DE BROGLIE, *Une tentative d'interprétation causale et non linéaire de la Mécanique Ondulatoire*, Gauthier-Villars, Paris, 1956; L. DE BROGLIE, *J. Phys. Rad.*, 20, 1959, p. 963.

(2) J. HADAMARD, *Leçons sur la propagation des ondes*. Chelsea Publ. Co, New-York, 1949.

(3) M. LUTZKY et J. S. TOLL, *Phys. Rev.*, 113, 1959, p. 1649.

(4) D. BLOKHINTSEV et V. ORLOV, *J. Phys. Exp. et Th.*, 25, 1953, p. 513 (en Russe).

(5) Dans (4), les potentiels ne figurant pas dans le lagrangien, la condition (2) se réduit à la première équation. Le signe *moins* y est remplacé par le signe *plus*, ce qui résulte simplement de la variance différente de la fonction $\psi$.

(6) En vertu de l'invariance de L, les discontinuités du second ordre se propagent dans le vide à la vitesse de la lumière. Les caractéristiques du vide sont donc des droites isotropes.

(7) C. DARBOUX, *Leçons sur la Théorie des Surfaces*, Gauthier-Villars, Paris, 1941.

ÉLECTRICITÉ. — *Propriétés de la décharge filiforme émise par une pointe fine.* Note (*) de M. **Maurice Skowronek**, présentée par M. Gustave Ribaud.

Dans une Note précédente [1] nous avons examiné la production de jets de gaz ionisés émis par les pointes fines. Nous nous proposons de donner ici quelques propriétés de cette décharge.

1. *Stabilité du régime de décharge filiforme.* — L'influence d'un champ magnétique normal au jet a été étudiée : elle est négligeable jusqu'à 2 000 Oe. Tout au plus peut-on admettre une légère amélioration de la stabilité. Nous n'observons aucun déplacement sensible du jet.

L'application d'un champ électrique également normal provoque l'interruption brutale du jet : il suffit pour cela d'un champ transversal de l'ordre de 1 à 2 kV/cm. On peut interpréter cette action du champ électrique en admettant qu'il favorise une plus grande diffusion latérale des ions et électrons.

Des instabilités de faible amplitude ont été relevées pendant le régime de décharge. L'enregistrement simultané du courant de la décharge, de la pression dans l'enceinte et de la luminosité de la décharge a permis de trouver les relations suivantes : pression et courant varient en sens inverse; les indications de la cellule photoélectrique suivent celles du courant. Les variations de pression n'excèdent pas quelques millimètres de mercure à la pression atmosphérique; celles du courant atteignent 10 % sur 45 mA. Remarquons que le volume de la décharge est assez faible devant celui de l'enceinte qui est de 1000 cm$^3$. Les variations sont erratiques au cours du temps, avec une fréquence de 10 à 20 par seconde.

2. *Caractéristiques électriques.* — La figure 1 illustre la variation de la tension nécessaire au passage de 1 mA, lorsque la pression varie. A une pression donnée, lorsque le courant augmente, la tension diminue; par exemple pour une pression de 0,2 kg/cm$^2$ la tension passe de 3,5 à 2 kV lorsque le courant augmente de 1 à 100 mA (hydrogène).

Si l'on admet que le courant traverse le gaz au voisinage de la pointe dans un tube de diamètre inférieur à 10 μ (section de $10^{-6}$ cm$^2$) nous voyons que les densités de courant varient de $10^3$ à $10^5$ A/cm$^2$, en régime permanent bien entendu. Admettons que la vitesse des particules soit de l'ordre de $10^8$ cm/s. Cette valeur correspond d'ailleurs à la vitesse de propagation des canaux de claquage dans les cas non stabilisés. Nous trouvons alors que le gaz doit être totalement ionisé du moins dans la partie la plus fortement canalisée.

3. *Réunion de plusieurs jets élémentaires.* — Pour étudier les interactions possibles de ces jets, nous avons cherché à les croiser. Le phénomène résultant est la conjonction et la composition des jets (*fig.* 2). Le courant total est la somme des courants élémentaires. Nous obtenons en perma-

nence des jets ionisés véhiculant plus d'un ampère (avec 7 jets initiaux) sans endommager les pointes initiales. Sur les photographies de ces réunions, en choisissant le temps de pose, nous arrivons à faire disparaître

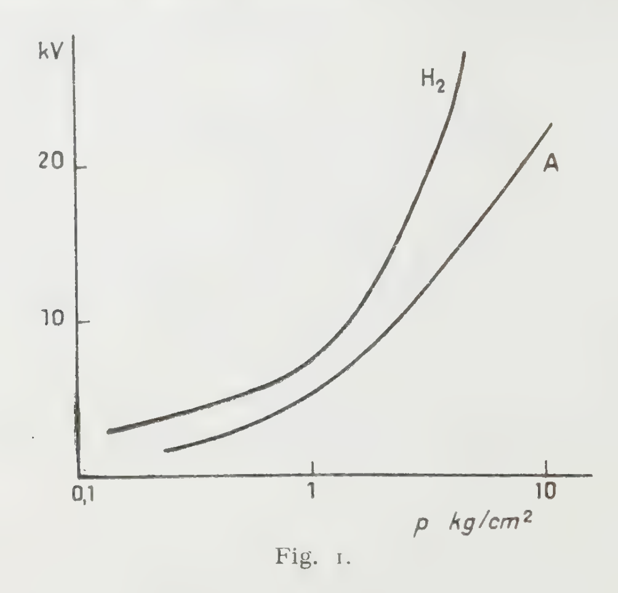



Fig. 1.

les branches composantes pour ne plus apercevoir que le tronc final. Il semble donc que dans le jet commun, l'état d'excitation du gaz soit différent de celui des deux jets précédents.

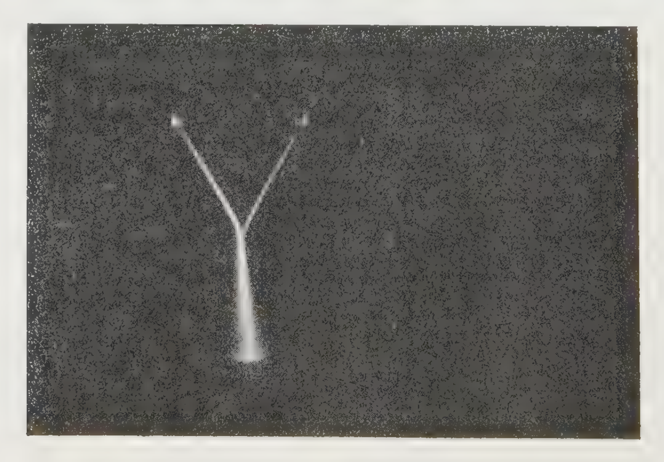


Fig. 2.

4. *Conclusion.* — Le paramètre principal pour la formation des jets filiformes paraît être la densité de courant; pour chaque pression et pour chaque gaz, les valeurs doivent varier peu. La force qui s'oppose à la diffusion radiale des particules ne paraît pas être d'origine magnétique : le champ magnétique à la surface du filament étant dans la plupart des cas, inférieur à l'œrsted. Si nous nous référons au schéma fourni pour les

canaux de claquage (²), nous pouvons admettre que l'axe de la décharge est constitué par un courant électronique; il est entouré par un cylindre de particules positives. Comme les charges + et — s'équilibrent, le champ électrique à la surface extérieure est nul. Dès qu'il y a déséquilibre, c'est-à-dire fuite radiale des particules, un champ électrique naît, qui tend à compenser cette diffusion (*fig.* 3).

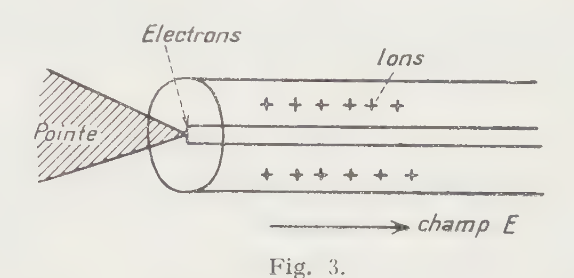



Fig. 3.

Nous pensons avoir mis en évidence une propriété générale de la conduction électrique des gaz ionisés, favorisée par l'étroitesse du chemin offert; les grandes énergies s'écoulent par des canaux très fins : étincelles et éclairs. Les expériences ci-dessus expliquent le rôle des accidents locaux des électrodes pour la disruption électrique : destruction des tubes à vide, diminution de la rigidité diélectrique du gaz lorsque les électrodes sont recouvertes de vernis isolant poreux. De même, ces expériences permettent de comprendre l'aspect de l'effet couronne en géométrie cylindrique : le passage du courant s'effectue éventuellement par des aigrettes isolées dont le nombre diminue avec le temps.

Les résultats précédents paraissent en contradiction avec des calculs concernant les limites supérieures des densités de courant.

(*) Séance du 29 février 1960.

(¹) M. Skowronek, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 1808.

(²) L. B. Loeb, *Phys. Rev.*, 94, 1954, p. 227.

(*Laboratoire des Hautes Tensions, C.N.R.S. Bellevue*).

ÉLECTRICITÉ. — *Dispositif amplificateur utilisant des transformateurs à trois enroulements.* Note de M. **Jean Coulon**, transmise par par M. Charles Camichel.

L'auteur décrit un dispositif d'amplificateurs magnétiques utilisant des tôles ordinaires, chaque amplificateur étant piloté par un tube électronique. Il utilise le montage pour piloter un étage de puissance destiné à la commande éventuelle de l'excitation de divers systèmes.

Dans une Note précédente [1], nous avions décrit le fonctionnement d'un transformateur comportant trois enroulements placés sur un circuit magnétique composé de tôles ordinaires.

Utilisant les propriétés de ce transformateur, nous avons cherché à réaliser un dispositif amplificateur.

Agissant sur l'enroulement central, dit de compensation, par l'intermédiaire d'un tube électronique, dont on règle la polarisation U, on fait varier la tension de sortie V (*fig.* 1). Les alternances positives étant seules transmises, on obtient pour V l'oscillogramme de la figure 2, de telle sorte que pour étudier cette tension, on doit utiliser un voltmètre de crête.

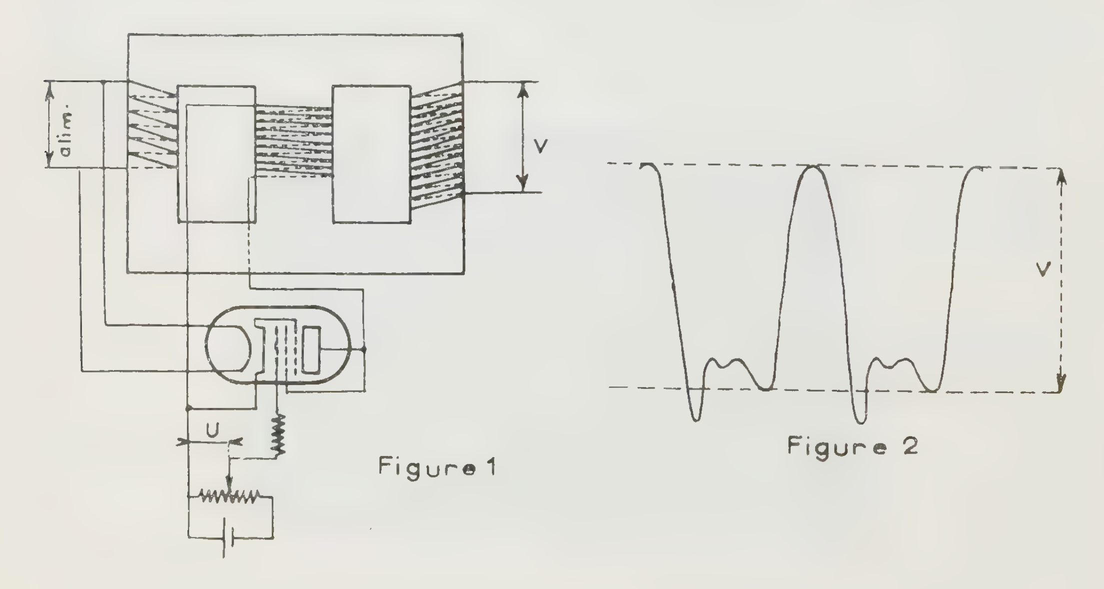
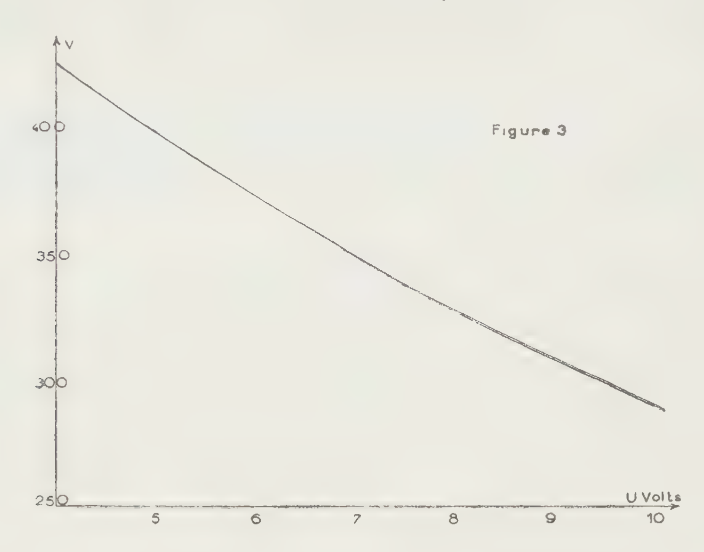


Figure 1

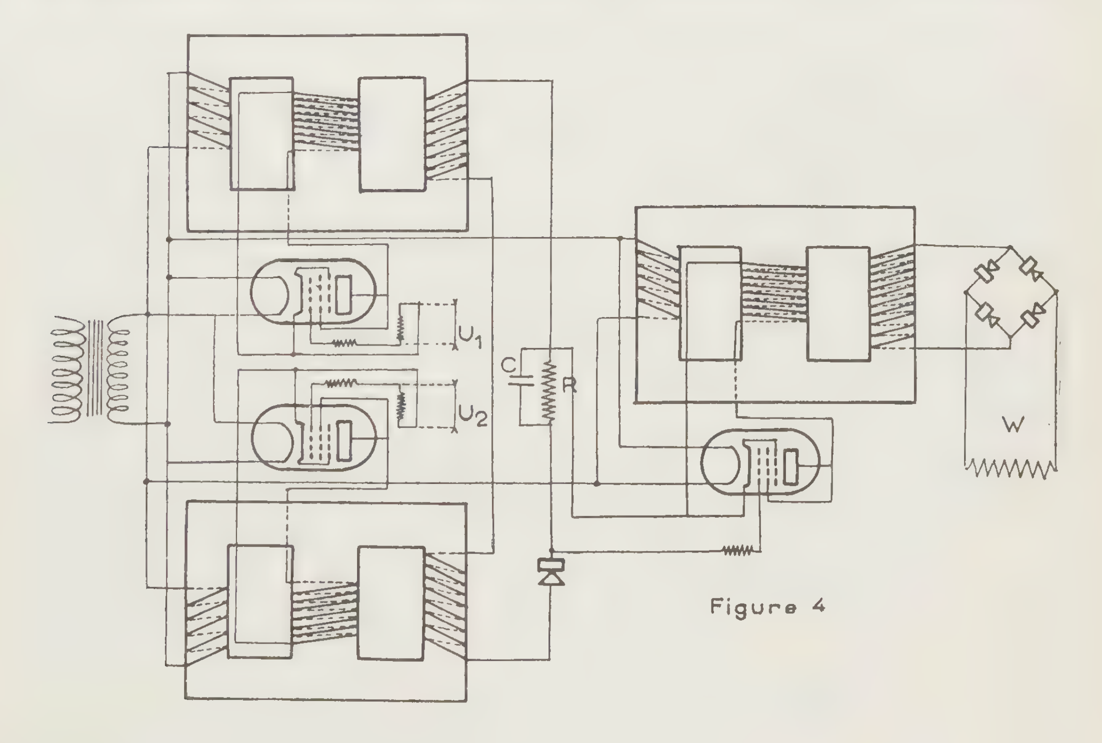
Figure 2

On trace alors (*fig.* 3) la courbe V (U), et l'on constate que pour tout intervalle de U de l'ordre de 1 V, on peut admettre que la caractéristique est linéaire. L'amplification est de l'ordre de 25, c'est-à-dire un peu plus que celle du tube électronique considéré seul qui serait, dans des conditions identiques (même tube, même charge), de l'ordre de 15. Toutefois, les fonctions tube de commande et enroulement de sortie sont nettement séparées.

On a alors envisagé la possibilité d'utiliser un dispositif comportant deux amplificateurs tel que celui que nous venons de décrire pour comparer deux tensions $U_1$, dite tension de référence, et $U_2$ dite tension à mesurer.




Sur la figure 4, les transformateurs et leurs tubes associés, sont montés en opposition. La tension d'alimentation est fournie par un transformateur

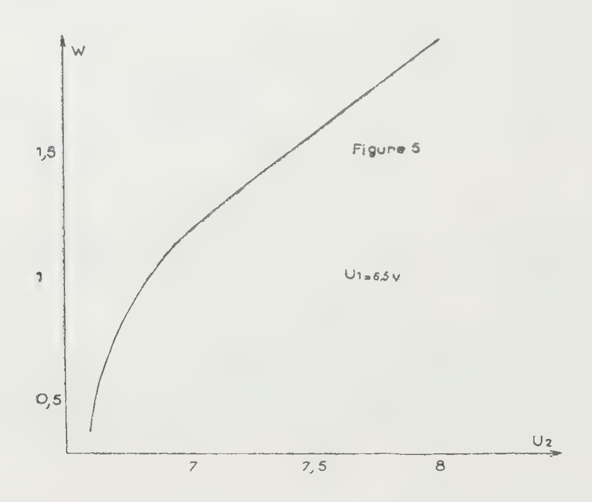



auxiliaire dont le secondaire alimente sous la même tension : d'une part les primaires des transformateurs, et d'autre part les filaments des tubes. On redresse la tension d'opposition, de façon à faire apparaître aux bornes

de la résistance R une tension continue égale à la différence $U_2 - U_1$ amplifiée.

Dans le montage décrit, cette tension disponible aux bornes de R est appliquée au tube de commande d'un troisième transformateur à trois enroulements, dit transformateur de puissance, dont la charge, après redressement représente le gain en puissance de l'ensemble.

Sur la figure 5, on trouve la courbe représentant la puissance disponible pour une charge purement résistive, en fonction de la tension $U_2$, pour une valeur déterminée de $U_1$.




Ce dispositif ainsi étudié met en évidence la possibilité d'utiliser des circuits magnétiques ordinaires, sans tôles spéciales, sans jamais atteindre la saturation. Bien au contraire, il est toujours possible de calculer les sections de tôles nécessaires pour obtenir le fonctionnement dans la partie rectiligne de la courbe de magnétisme. Bien que le gain en tension par étage soit de l'ordre de celui qu'on obtiendrait avec des amplificateurs ne comportant que des tubes électroniques, la séparation des circuits simplifie les problèmes d'alimentation. Le gain en puissance est très important.

Par ailleurs, la stabilité en fonction de variations éventuelles de la tension d'alimentation est remarquable, puisqu'à des variations du réseau de ± 12 % correspondent des variations de W qui n'excèdent pas ± 2 %.

Ce dispositif a été étudié en particulier pour piloter une génératrice amplidyne destinée à réaliser le réglage d'excitation d'un alternateur.

(1) *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 1298.

ÉLECTRONIQUE. — *Mise en équation du comportement d'un amplificateur à transistors non linéaire.* Note de MM. **Igor Gumowski**, **Jean Lagasse** et **Yves Sevely**, transmise par M. Charles Camichel.

Les auteurs montrent que le comportement d'un amplificateur à transistors est décrit par une équation fonctionnelle différentielle d'ordre 1 et discutent quelques propriétés des solutions.

Dans une Note précédente [1] l'un d'entre nous a mis en évidence un effet non linéaire dans un amplificateur à transistors du type opérationnel et a constaté qu'en l'absence de réaction, l'amplificateur se comportait essentiellement comme un circuit linéaire à une seule constante de temps. La phase mesurée en haute fréquence était cependant légèrement supérieure à 90°. Le comportement de l'amplificateur seul peut donc être décrit avec une bonne précision par

$$\text{(1 a)} \qquad T_0 V'_s(t) + V_s(t) = ku(t - \tau_0),$$

$$\text{(1 b)} \qquad V_s(t) = k\, e^{-j\tau_0\omega}(1 + jT_0\omega)^{-1} u(t).$$

suivant qu'on se place dans les domaines temporel ou fréquentiel.

Les deux premiers étages de l'amplificateur ayant une bande passante beaucoup plus élevée que le troisième, le comportement de l'amplificateur est, comme il arrive souvent en pratique, essentiellement déterminé par ce dernier étage. Lorsque les capacités parasites sont négligeables, ce qui est le cas dans l'étude considérée, la réponse en fréquence d'un étage à charge résistive est la même que celle d'un transistor seul. Or, l'intégration de l'équation de diffusion pour une distribution exponentielle des impuretés [2] conduit, pour $\omega T_0 < 1$, à une expression du gain en courant de la même forme que (1 *b*).

Pour des raisons théoriques, en particulier pour l'étude de la stabilité il est intéressant de savoir, si dans les circuits comportant des transistors, la phase peut être déterminée à partir de l'amplitude [3]. L'hypothèse du déphasage minimal apporte peu d'erreurs lorsqu'on considère des montages sans ou avec peu de réaction, alors qu'avec beaucoup de réaction elle conduit à des écarts très importants vis-à-vis de l'expérience. Dans un tel fonctionnement, on a

$$\text{(2)} \qquad u(t) = V_e(t) - HV_s(t)$$

l'élimination de $V_s(t)$ entre (1 *a*) et (2) conduit à

$$\text{(3)} \qquad T_0 u'(t) + u(t) + kHu(t - \tau_0) = T_0 V'_e(t) + V_e(t).$$

Pour que (3) puisse décrire le comportement de l'amplificateur en présence de la non-linéarité signalée [1], $\tau_0$ doit être remplacé par

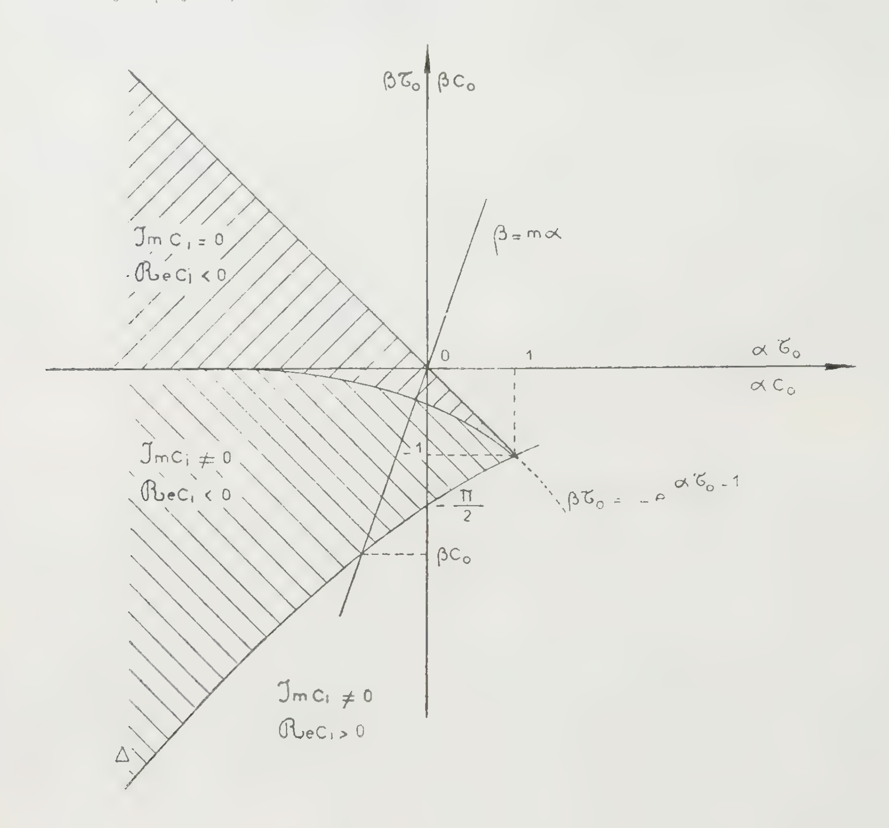
$$\text{(4)} \qquad f(u) = \tau_0 + \tau_1 u(t) + \tau_2 u^2(t) + \ldots,$$

ce qui conduit à l'équation générale

$$\mathrm{T}_0 u'(t) + u(t) - k\mathrm{H}\, u[t - f(u)] = \mathrm{T}_0 \mathrm{V}'_e(t) + \mathrm{V}_e(t). \tag{5}$$

L'équation (3) sans second membre admet une solution de la forme $ae^{ct}$. Son équation caractéristique est le quasi polynome

$$z = \alpha\tau_0 + \beta\tau_0\, e^{-z}, \qquad \text{avec} \quad z = c\tau_0, \qquad \alpha \mathrm{T}_0 = -1, \qquad \beta \mathrm{T}_0 = -k\mathrm{H}. \tag{6}$$




A la suite de nombreux travaux antérieurs remontant à 1899, Andronov ([4]) a montré que (6) est un quasi-polynome de Hurwitz lorsque $\alpha\tau_0$ et $\beta\tau_0$ se situent dans la région hachurée de la figure. Dans cette région on a donc $\mathcal{R}_e c_i < 0$.

La solution de (3) est alors

$$u(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} y(t - x)\left[\mathrm{V}_e(x) + \mathrm{T}_0 \frac{d\mathrm{V}_e(x)}{dx}\right] dx, \tag{7}$$

où $y(t) = \sum_i a_i\, e^{c_i t}$ est la solution de (3) lorsque le second membre est une impulsion unitaire.

La notion de stabilité étant liée à la continuité de $y(t)$ remarquons que cette continuité pour tout $t > 0$ ne découle pas nécessairement de la condition $\mathcal{R}_e c_i < 0$ : il est nécessaire d'examiner à ce sujet la convergence de la série.

Dans le cas particulier où $V_e(t)$ est un échelon de hauteur $h$, il est connu ([5]) que le terme $T_0 V'_e(t)$ est équivalent à la condition $u(0) = h$. Il est possible de démontrer que cette équivalence reste valable pour (5). Dans ces conditions, en posant $u = v + ch$ avec $c^{-1} = 1 + k\mathrm{H}$; (3), (4) et (5) se réduisent à

(3') $$v'(t) = \alpha v(t) + \beta v(t - \tau_0),$$

(4') $$f_c[v(t), h] = [\tau_0 + \tau_1 ch + \tau_2 c^2 h^2 + \ldots] + [\tau_1 + 2\tau_2 ch + \ldots] v(t) + [\tau_2 + \ldots] v^2(t) + \ldots,$$

(5') $$v'(t) = \alpha v(t) + \beta v(t - f_c).$$

Or, on sait ([6]) que tant qu'on se réfère aux propriétés intrinsèques, le régime stationnaire périodique d'un système non conservatif tel que (5') ne se distingue pas de celui d'un système linéaire autonome tel que (3'). Donc, si un tel régime périodique existe pour (5'), $f_c$ sera équivalent à une constante $c_0$ : $c_0 = M_t f_c [v(t), h]$, où $M_t$ est un certain opérateur de moyenne sur la variable $t$. La constante $c_0$ dépend donc de l'amplitude de $v$ en régime stationnaire.

On peut déterminer $c_0$ comme le point commun (*fig.*) à la courbe $\Delta$ et à la droite $\beta = m\alpha$ qui caractérise le système étudié. La pulsation $\Omega$ du mouvement est donnée par la solution principale de

(6') $$\lim_{a \to 0} (\alpha c_0 + \beta c_0 e^{-a} e^{-j\Omega c_0} - a - j\Omega c_0) = 0.$$

La connaissance de $c_0$ et de l'opérateur $M_t$ permet, en principe, de déterminer aussi l'amplitude du mouvement périodique.


(1) I. Gumowski, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 2514.

(2) H. Kröemer, *Arch. Elek. Übertr.*, 8, mai 1954, p. 225-228; C. A. Lee, *Bell. Syst. Tech. J.*, 35, janvier 1956, p. 23-34.

(3) D. E. Thomas et J. L. Moll, *Proc. Inst. Radio Engrs*, juin 1958, p. 1177-1184.

(4) Andronov et Majer, *Automatika i telemekhanika*, 7, 1946, p. 15-41.

(5) I. Gumowski, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1466.

(6) C. D. Birkoff, *Am. Math. Soc. Colloq. Pub.*, 9, 1927.


(*Laboratoire d'Électrotechnique et d'Électronique industrielle, E.N.S.E.E.H., 4, boulevard Riquet, Toulouse.*)

OPTIQUE. — *Variation des constantes optiques du bismuth en couche mince, en fonction de l'épaisseur, entre 2,5 et 10 μ.* Note (*) de M. **Robert Burtin**, présentée par M. Jean Lecomte.

Préparation par évaporation, dans un vide poussé, de couches minces de bismuth; leur étude aux rayons X et au microscope électronique; mesure de leur épaisseur; calcul des indices $n$ et $k$; comparaison des valeurs obtenues avec celles d'autres auteurs.

Les couches minces de bismuth sont obtenues par évaporation dans le vide. On a utilisé du bismuth Johnson, Matthey and Co., spectroscopiquement pur, qui n'attaque pas les creusets de tungstène. Le vide, en cours d'évaporation, était toujours inférieur à $3.10^{-6}$ mm Hg, la vitesse d'évaporation assez rapide, de l'ordre de 30 Å/s. On a réalisé ainsi une vingtaine de couches sur des disques polis de sel gemme et de fluorine. Malheureusement, les surfaces bien polies de sel gemme s'altèrent rapidement, et les couches déposées dessus n'ont pas des propriétés reproductibles à la précision cherchée ici. Au contraire, la reproductibilité des propriétés optiques des couches déposées sur fluorine est assez étonnante : par exemple, on a obtenu par hasard deux couches de même épaisseur, dont les facteurs de transmission et de réflexion ne diffèrent pas de plus de quelques millièmes dans toute la bande de fréquences considérée.

Une étude a été faite à l'Institut d'Optique par M. P. Croce et ses collaborateurs sur la structure de nos couches minces de bismuth. Celles-ci ont été examinées aux rayons X et au microscope électronique. Quel que soit leur support, elles présentent une très forte orientation, l'axe trigonal étant perpendiculaire à la surface. Cependant, si l'on examine une réplique de leur surface au microscope électronique, on y voit, en plus d'un pavage assez régulier orienté comme il a été dit, des « pics » assez nombreux et d'orientations diverses, s'élevant en moyenne à 1 000 Å de la surface, soit une à deux fois l'épaisseur de la couche. Les dimensions de ces diverses structures ne dépassent pas 1 500 Å, ce qui explique pourquoi ces couches paraissent à l'œil parfaitement polies.

Les épaisseurs sont mesurées par un interféromètre Françon-Nomarski. Elles sont connues à 10 Å près, soit à 1 ou 2 % en valeur relative. On a mesuré la transmission et la réflexion de ces couches sur un spectrophotomètre Perkin-Elmer 112-U. Les mesures ont été faites, point par point, de 2,5 à 10 μ. Au-dessous de 2,5 μ, leur facteur de transmission devient inférieur à 5 %, au-dessus de 10 μ, la fluorine ne transmet plus. Leur facteur de réflexion est mesuré en incidence quasi normale par rapport à un miroir d'or. Pour connaître la valeur absolue du facteur de réflexion de l'or, on a pris le détour suivant : ayant réalisé, par évaporation rapide, un miroir d'or, un deuxième d'argent, un dernier d'aluminium, on compare immédiatement leur réflexion; prenant alors pour l'un d'entre eux les

valeurs absolues du facteur de réflexion que donne Hass [1], on a calculé les valeurs absolues des deux autres et on les a trouvées égales, au millième près, à celles qu'il donne aussi. Admettant par conséquent les valeurs de Hass pour un miroir d'or fraîchement préparé, on peut en suivant son évolution, connaître la valeur absolue de son facteur de réflexion à quelques millièmes près. Dans tous les cas, on estime connaître les facteurs de transmission ou de réflexion à 2 % près, le plus souvent à 0,5 % près.

A partir de ces données, on a calculé les indices $n$ et $k$ du bismuth par approximations sucessives. Commencés à la main, les calculs sont achevés sur la calculatrice Gamma-Bull de l'Institut Blaise Pascal, grâce à un

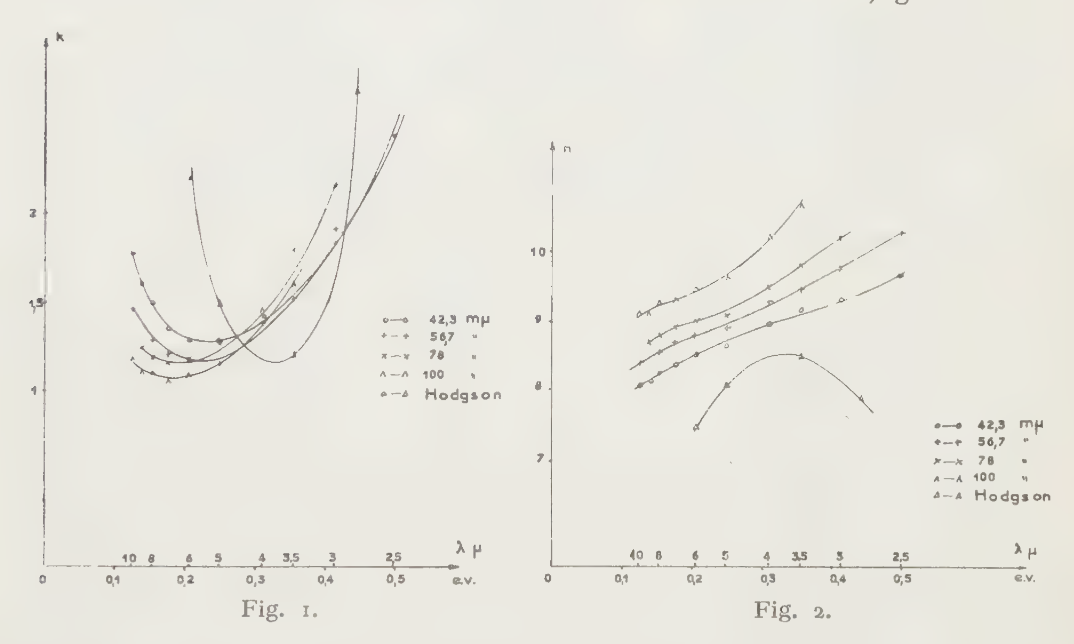



Fig. 1. Fig. 2.

programme obligeamment établi par la Compagnie Bull. On pousse les approximations jusqu'à ce que les erreurs de calculs soient très inférieures à celles dues aux erreurs de mesure. La précision est au moins de 1 % pour $n$, de 5 % pour $k$, et bien meilleure le plus souvent.

Les figures 1 et 2 représentent $k(\lambda)$ et $n(\lambda)$ pour diverses épaisseurs (ordonnées en électrons-volts); les figures 3 et 4 donnent $k(d)$ et $n(d)$, où $d$ est l'épaisseur de la couche, pour diverses longueurs d'onde. On constate que le minimum de $k(\lambda)$ se déplace vers les faibles énergies, quand l'épaisseur croît, suivi aussi par le point d'inflexion de $n(\lambda)$. Les figures 3 et 4 font apparaître un minimum de $k(d)$ pour $d \approx 52$ mμ, tandis que $n(d)$ croît linéairement pour $d \leq 80$ mμ.

Les mesures des constantes optiques du bismuth dans cette région sont assez rares. Celles de Markov et Lindstrem [2] sont faites sur des couches d'épaisseur plus forte présentant probablement la même orientation privilégiée que les nôtres. Celles de Hodgson [3], au contraire, ont été exécutées, à partir de mesures de réflexion en incidence oblique sur des

plaquettes opaques sans orientation privilégiée. On doit ainsi expliquer pourquoi les valeurs de $n(\lambda)$, données par Markov et Lindstrem, sont plus proches des nôtres que celle de Hodgson, et que le minimum de $k(\lambda)$ se place de même vers 0,2 eV et non vers 0,3 eV. On sait, en effet [4], que le bismuth se montre très anisotrope. Il est plus difficile d'expliquer pourquoi Markov et Lindstrem ont trouvé des valeurs de $k(\lambda)$ aussi faibles.

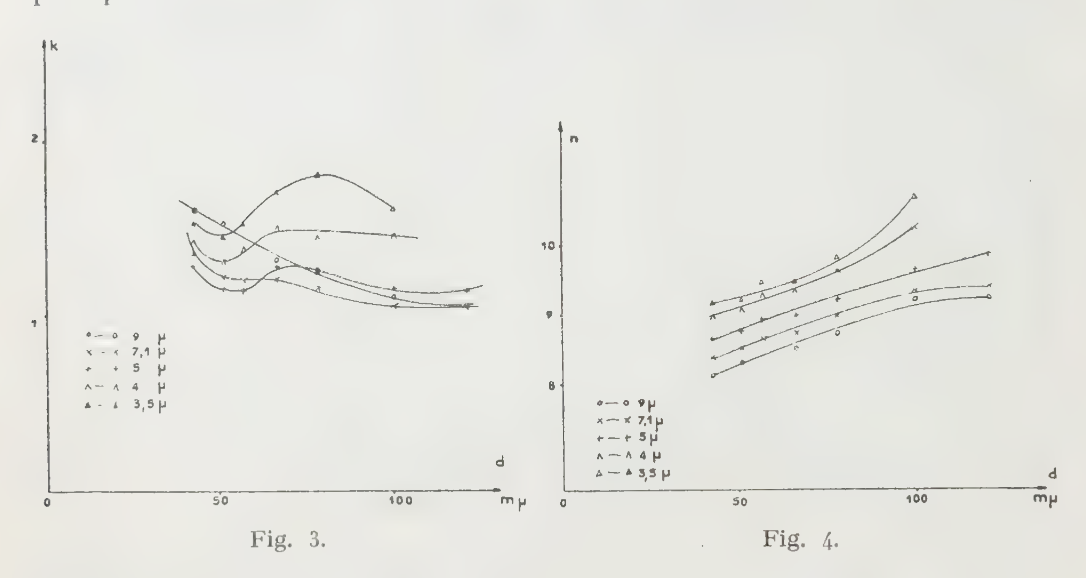



Fig. 3.

Fig. 4.

Il semble encore prématuré d'essayer de rattacher ces résultats aux propriétés électroniques du bismuth. Nous ne connaissons, pour une longueur d'onde donnée, que trois données expérimentales : réflexion, transmission et variation avec l'épaisseur. C'est insuffisant pour déterminer le nombre effectif des électrons, leurs diverses masses effectives, leur libre parcours moyen, sans compter l'influence de la surface sur la réflexion spéculaire des électrons et l'influence des trous libres. Des mesures en incidence oblique, qui vont être entreprises, permettront peut-être de préciser nos idées.

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) Hass in *American Institute of Physics Handbook*, 6, n° 108, Mc Graw-Hill Book Company.

(2) Markov et Lindstrem, *Optika y Spectroscopia*, 7, n° 3, 1959.

(3) Hodgson, *Proc. Phys. Soc.*, B, 67, 1954, p. 269.

(4) B. Lax, *Rev. Mod. Phys.*, 30, n° 1, 1958.

SPECTROSCOPIE. — *Étude sur la température de rotation des bandes d'Angström $^1\Sigma-{}^1\Pi$ de l'oxyde de carbone, émises dans une cathode creuse.* Note (*) de M. **Schame Weniger**, présentée par M. André Danjon.

Le spectre des bandes $^1\Sigma-{}^1\Pi$ (bandes d'Angström) de CO a été obtenu par une décharge dans une cathode creuse, soit à la température ambiante, soit à la température de l'azote liquide. Les mesures d'intensités relatives des raies de rotation permettent de déterminer la température de rotation de quelques bandes de ce système dans ces conditions expérimentales.

Le but de la présente Note est de donner quelques renseignements sur la répartition des intensités et sur la température de rotation des bandes du système $^1\Sigma-{}^1\Pi$ de l'oxyde de carbone (bandes d'Angström). Le spectre a été émis par une décharge à haute tension continue (1000 V, 20 mA) dans une cathode creuse remplie d'oxygène. Ce gaz, dont la pression variait entre 0,05 à 0,2 mm Hg, contenait des traces d'oxyde de carbone. La cathode creuse se trouvait pendant la décharge, soit à la température ambiante. soit à la température de l'azote liquide.

Pour photographier l'émission, j'ai utilisé le spectrographe de la S.G.O. ayant une dispersion de 45 Å/mm vers 5 000 Å et un spectrographe à réseau-échelle donnant une dispersion linéaire de 2,5 Å/mm dans les ordres élevés. J'ai employé la méthode classique de la photométrie photographique pour étalonner les clichés et déterminer les intensités relatives des raies. Le spectre montre les bandes d'Angström $^1\Sigma-{}^1\Pi$ de CO. Ce système s'étend du rouge au violet et l'on observe les bandes : (0,5) 6 620 Å; (0,4) 6 080 Å; (0,3) 5 611 Å; (0,2) 5 198 Å; (0,1) 4 835 Å; (0,0) 4 511 Å; (1,1) 4 393 Å et (1,0) 4 123 Å. L'aspect de leur structure de rotation paraît nettement différent suivant les conditions expérimentales. Les spectres obtenus à « chaud » ont une structure de rotation très développée. L'allure générale des bandes (0,2) 5 198 Å; (0,1) 4 835 Å; (0,0) 4 511 Å photographiées à l'aide du spectrographe à faible dispersion est illustrée par les spectres *a* et *b* de la figure 1.

Le spectre *a* reproduit l'émission obtenue à la température ambiante. On reconnaît un maximum fin qui forme la tête de bande, constituée par les premières raies de la branche P, suivi par les premières raies des branches Q et R non séparées. Les raies suivantes de ces dernières branches sont mesurables et atteignent une valeur de $J = 25$. Le spectre *b* représente les mêmes bandes photographiées à basse température. Les bandes se trouvent rétrécies. Après le premier maximum qui constitue la tête de bande (branche P), on observe quelques raies des branches Q et R. Ces bandes étroites ont pu être toutefois résolues à l'aide du spectrographe à réseau. Le spectre *c* montre l'aspect de la bande (0,2) 5 198 Å ainsi obtenue. La dernière raie observée est la raie Q(15). Une telle répartition d'intensité caractérise bien une émission à basse température.

On sait que l'aspect d'une bande moléculaire dépend de la position et de l'intensité relative des raies qui la composent. La position des raies de rotation détermine les moments d'inertie B′ et B″ de la molécule. Leur intensité relative peut fournir la valeur de la température de rotation. En effet, si l'on admet une distribution thermique, dite de Boltzmann, des molécules sur leurs divers états de rotation (ce qui a lieu dans plusieurs

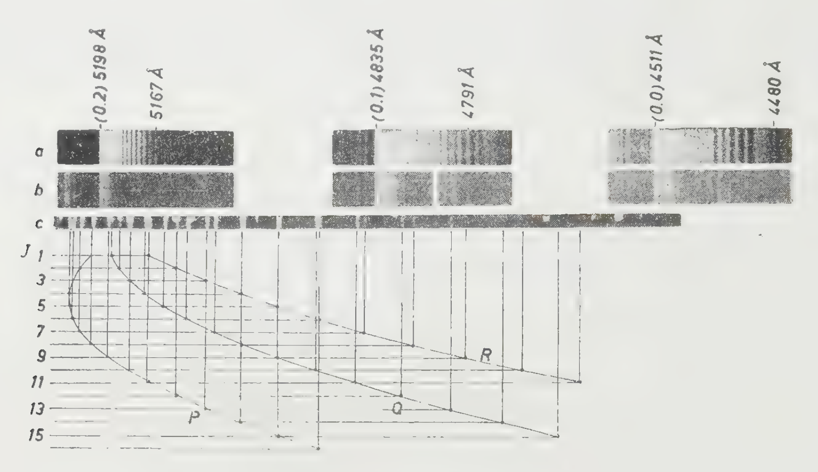



Fig. 1. — Bandes d'Angström $^1\Sigma$ — $^1\Pi$ de CO.

sources d'émission : arcs, flammes, étincelles), l'intensité d'une raie, en émission, est donnée par l'expression suivante :

$$\text{(1)} \qquad I = \text{Cte}.\, i\, e^{-\frac{B'_v J'(J'+1)hc}{kT}}.$$

Le facteur d'intensité $i$ est lié à la transition électronique de la bande; sa valeur diffère aussi avec la branche de rotation donnée.

La formule (1) peut s'écrire sous la forme

$$\text{(2)} \qquad \log_e \frac{I}{i} = \log_e \text{Cte} - \frac{B'_v J'(J'+1)}{0,7\, T}.$$

Si l'on porte en ordonnées $\log_e (I/i)$ et en abscisses $J'(J'+I)$ on obtient une droite dont la pente permet de déterminer la température de rotation.

Les mesures d'intensité des raies de rotation ont été effectuées pour les trois branches des bandes d'Angström de CO. Les mesures concernant les raies P et R sont moins précises que celles de la branche Q qui est la plus intense dans la transition $^1\Sigma$ — $^1\Pi$. La figure 2 montre l'allure des courbes obtenues en appliquant l'équation (2).

Les courbes I caractérisent l'émission à la température ambiante. La température de rotation déduite de ces courbes est : 324, 321 et 315° K pour les bandes 5 198, 4 511 et 4 835 Å respectivement (branche Q). Les courbes II fournissent les valeurs de la température de rotation dans le cas de l'émission à la température de l'azote liquide (branche Q). Ces valeurs

sont : 232° K pour les bandes 4 511 et 4 835 Å et 240° K pour la bande 5 198 Å. Knauss et Mac Cay [1] en chauffant le tube à décharge dans un four ont déduit de leurs mesures d'intensité une température de rotation de l'ordre de 600° K. L'examen des courbes de la figure 2 montre que les points correspondants aux petites valeurs de J ne se placent pas sur la

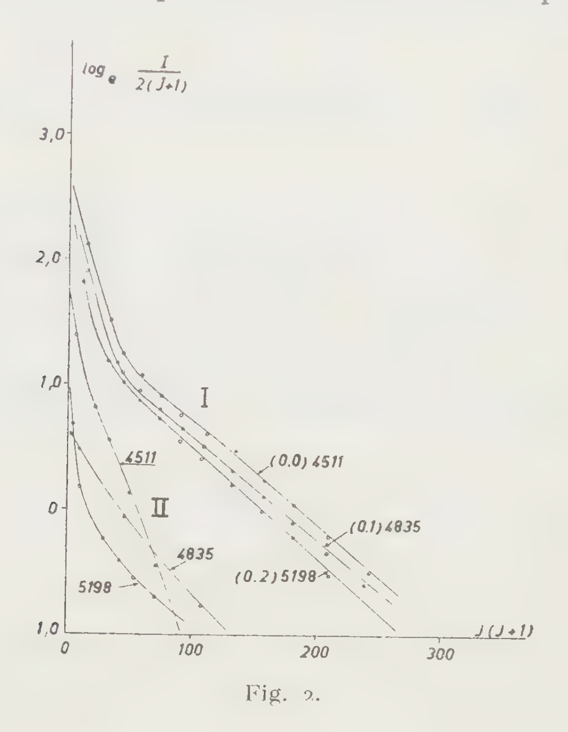



Fig. 2.

droite correspondant aux grandes valeurs de J. Des cas analogues ont été signalés par Gaydon et Wolfhard [2], lors de leurs études sur la température de rotation de OH dans les spectres des flammes à basse pression. La température déterminée pour de faibles valeurs de J diffère notablement de celle déduite pour des valeurs plus élevées de J. Toutefois, en raison du manque de précision de mes mesures au voisinage de la tête de bande, il n'est pas possible d'indiquer avec certitude une température correspondant à de faibles valeurs de J.

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) Knauss et Mac Cay, *Phys. Rev.*, 52, 1937, p. 1143.

(2) *Voir* Gaydon, *The Spectroscopy of flames*, Chapman et Hall Ltd, London, 1957. p. 145.

SPECTROSCOPIE. — *Sur l'origine des fonds continus apparaissant dans le spectre de la lumière émise par les décharges condensées dans les gaz rares.* Note (*) de M. **François Gans**, présentée par M. Jean Lecomte.

Comparaison et critique de diverses théories; essai d'interprétation des phénomènes observés.

Une Note récente (¹) a indiqué les principaux résultats expérimentaux de nos recherches sur les spectres continus émis par les gaz rares traversés par des décharges condensées.

Nous avons comparé les répartitions observées avec celles qui découlent des théories déjà proposées. Notons que parmi celles-ci, seul un petit nombre a été poussé suffisamment dans le détail pour qu'il soit possible d'en déduire une répartition spectrale.

Finkelnburg (²) a supposé que le fond continu doit être attribué à des freinages d'électrons dans le champ des atomes ionisés par la décharge, c'est-à-dire dans un champ coulombien. Un tel mécanisme est analogue à celui qui, conformément à la théorie de Kramers, est à l'origine du spectre continu des rayons X. Comme on le sait la répartition énergétique de ces spectres est indépendante de la fréquence, et, par conséquent, de la nature du gaz traversé par la décharge.

Unsöld (³), en vue d'expliquer les spectres continus observables dans le rayonnement des étoiles, — émis dans des conditions très différentes de celles qui caractérisent les décharges condensées, — a proposé une explication différente de celle de Finkelnburg, mais conduisant à prévoir la même répartition.

Townsend et ses collaborateurs (⁴) ont attribué les fonds continus à des chocs d'électrons sur les atomes neutres du gaz.

La répartition spectrale, que nous avons observée, est très différente de celle qu'on peut déduire des calculs de Finkelnburg et d'Unsöld; elle dépend de la nature du gaz et des conditions d'excitation; un tel phénomène ne peut s'interpréter que si, d'une façon ou d'une autre, on fait intervenir les propriétés de l'atome neutre.

Nous avons cherché à préciser les vues de Townsend, en nous aidant des résultats d'un calcul dû à Nedelsky (⁵). Cet auteur, prenant un modèle simplifié de l'atome neutre, représenté par un centre positif entouré d'une coquille sphérique négative, a pu montrer qu'un édifice de ce type, recevant un électron, émettait du rayonnement conformément à des lois très différentes, suivant la vitesse de l'électron d'impact. On le comprend, puisque, si l'électron est lent, il doit rester à l'extérieur de l'édifice atomique; si,

au contraire, il est rapide, il passe au voisinage du noyau en émettant des rayons X.

Pour des énergies cinétiques intermédiaires, de l'ordre de 25 à 200 eV, l'électron peut pénétrer dans l'atome; mais n'atteint pas les régions très proches du noyau. On a alors affaire à une loi également intermédiaire, et la brillance énergétique du gaz, en fonction de la fréquence $J_\nu$, est de la forme

$$J_\nu = DCV^{\frac{1}{2}} N_0^{\frac{3}{2}} l^{\frac{1}{2}} f(W),$$

où

D est une constante;
C, la capacité du condensateur de charge;
V, la tension aux bornes du tube;
$N_0$, le nombre d'atomes neutres par unité de volume;
$l$, la longueur du tube;
et $f$ (W), une fonction, calculée par Nedelsky, de la vitesse W des électrons.

On a, d'après Nedelsky :

$$f(W) = \frac{32\pi^2 z^2 e^6}{\left[1 + \left(\frac{Z^2}{2W}\right)^2 \frac{1}{1+\left(\frac{Za}{22}\right)^4}\right]^2} \frac{1}{3^{\frac{3}{2}} c^3 m^2 v^2},$$

où

$e$ représente la charge de l'électron;
$m$, la masse de l'électron;
$c$, la vitesse de la lumière;
Z, le nombre atomique de l'atome heurté;
$a$, le rayon de cet atome.

Cette expression rend assez bien compte des variations de l'intensité en fonction de la pression, de la tension aux bornes et de la capacité du condensateur de charge.

Lorsqu'on fait varier le nombre atomique Z, on trouve pour trois valeurs de W, les variations suivantes des valeurs J :

| | He. | Ne. | A. | Kr. | Xe. |
|---|---|---|---|---|---|
| J(W = 20)....... | 4 | 4 | 3 | 11 | 11 |
| J(W = 50)....... | 4 | 33 | 64 | 220 | 260 |
| J(W = 100)...... | 4 | 70 | 160 | 650 | 1 700 |

Les valeurs de $J_\nu$ varient donc dans les trois cas, respectivement comme les nombres 1, 1, 0,6, 2,6, 2,6; 1, 8, 16, 55, 65; 1, 17, 40, 160, 425 qui, pour les valeurs de W comprises entre 50 et 100, correspondent à peu près aux conditions de mes expériences.

On obtient ainsi un sens de variation correct des résultats expérimentaux, et même un ordre de grandeur à peu près satisfaisant.

La théorie montre, de plus, que la répartition spectrale passe par un maximum pour décroître vers les faibles fréquences, ce qui est également un résultat que nous avons pu mettre en évidence, en étudiant la répartition de la lumière émise vers l'infrarouge.

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) F. Gans, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 2764.

(2) W. Finkelnburg, *Z. Phys.*, D, 88, 1934, p. 297, 763 et 768.

(3) A. Unsöld, *Ann. Phys.*, D, 33, 1938, p. 607.

(4) J. S. Townsend et al., *Phil. Mag.*, Grande-Bretagne, 14, 1932, p. 318.

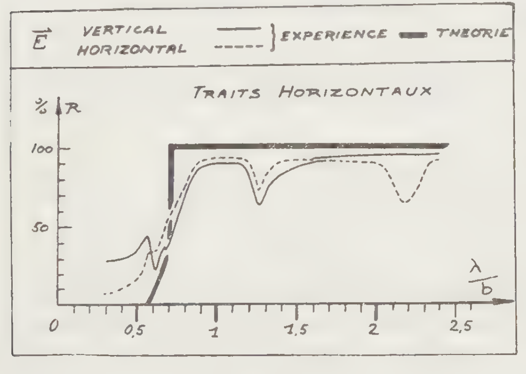
(5) I. Medelsky, *Phys. Rev.*, U. S. A., 42, 1932, p. 641.

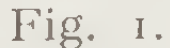
(*Laboratoire d'infrarouge technique et appliqué, Gif-sur-Yvette, Seine-et-Oise.*)

SPECTROSCOPIE INFRAROUGE. — *Étude expérimentale de la polarisation de la lumière par les réseaux échelette entre 1 et 600 μ.* Note (*) de MM. **Armand Hadni**, **Edmond Décamps**, M<sup>lle</sup> **Denise Grandjean** et M. **Christian Janot**, présentée par M. Jean Lecomte.

Résumé de l'étude d'une douzaine de réseaux, en lumière polarisée, en vue de leur utilisation rationnelle dans nos spectromètres. Les effets de polarisation apparaissent très importants et complexes. L'étude complète sera publiée ultérieurement.

1. *Spectre d'ordre zéro des radiations de grandes longueurs d'onde* ($\lambda > 100\,\mu$) (*λ, longueur d'onde*). — Dans notre appareil (¹), nous introduisons un polariseur formé par quatre feuilles de polythène. Il est traversé par un faisceau de lumière parallèle, tombant sensiblement sous l'incidence brewstérienne. La lumière est complètement polarisée, avec un facteur de transmission variant entre 65 et 90 % pour la composante transmise (*fig.* 3). On remplace l'un des miroirs plans par un réseau supplémentaire. La première étude concerne trois réseaux, ayant même angle de miroitement ($\xi \simeq 26^\circ$), éclairés sous la même incidence ($i \simeq 45^\circ$), mais les traits du réseau sont plus ou moins serrés (écartement $b = 500$, 220 et 125 μ). La région spectrale s'étendant de 150 à 350 μ, on voit que $\lambda/b$ varie de 0,3 à 2,8. Les figures 1 et 2 représentent les pouvoirs réflecteurs en fonction de $\lambda/b$, lorsque le plan de





Fig. 1.

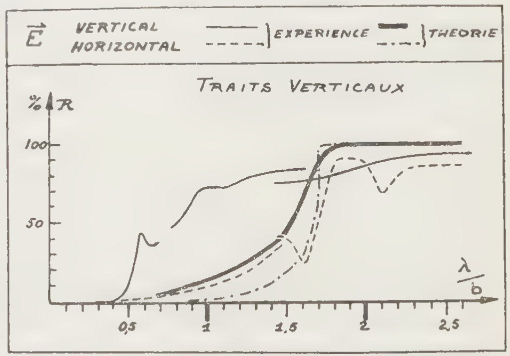



Fig. 2.

section principale du réseau est respectivement perpendiculaire ou parallèle au plan d'incidence. On voit, sur la figure 1, que le pouvoir réflecteur reste sensiblement le même pour les deux polarisations et qu'un réseau à traits horizontaux réfléchit plus de 90 %, dès que $\lambda/b > 1$ et souvent moins de 20 % dès que $\lambda/b < 0,5$. C'est une bonne vérification de notre théorie scalaire (¹). Au contraire, lorsque les traits sont verticaux (*fig.* 2), le pouvoir réflecteur se montre souvent beaucoup plus grand, lorsque $\vec{E}$ est parallèle aux traits. La théorie scalaire apparaît donc absolument erronée dans ce cas. Par contre, la courbe théorique (trait ponctué), surtout lorsqu'on

tient compte des deux séries de facettes (trait épais), est assez bien vérifiée pour l'autre polarisation. On notera, dans les deux figures, des anomalies : pour $\lambda/b \simeq 1,6 - 2,1$ (traits verticaux) et $\lambda/b \simeq 0,6 - 1,2 - 2,2$ (traits horizontaux), lorsque $\vec{E}$ est dans le plan d'incidence. Nous avons vérifié l'existence de ces dernières anomalies avec un quatrième réseau étudié entre 125 et 600 μ ($b = 350$ μ).

2. Spectre d'ordre I. — 1° *Infrarouge lointain* (*fig.* 3). — Soient E, E′ et E″ les élongations de l'appareil récepteur, mesurées respectivement, sans polariseur, et lorsque celui-ci isole successivement les composantes horizontale et verticale du champ électrique; $\tau$; $T'_F$, $T''_F$; $T'_D$, $T''_D$ les

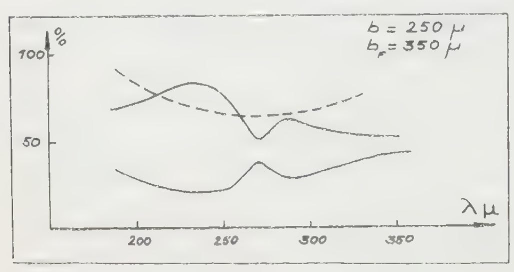



Fig. 3.

Fig. 4.

transmissions du polariseur, des filtres et du réseau disperseur. On a

$$E' = \frac{I_0}{2}\tau T'_F T'_D, \qquad E'' = \frac{I_0}{2}\tau T''_F T''_D, \qquad E = \frac{I_0}{2}(T'_F T'_D + T''_F T''_D),$$

soit $E' + E'' = \tau E$. Les courbes de la figure 3 représentent, de bas en haut :

$$\frac{E''}{E' + E''} = \frac{1}{1 + \dfrac{T'_F T'_D}{T''_F T''_D}}, \qquad \frac{E'}{E' + E''} = \frac{1}{1 + \dfrac{T''_F T''_D}{T'_F T'_D}} \qquad \text{et} \qquad \frac{E' + E''}{E} = \tau.$$

L'une ou l'autre des deux courbes inférieures peut nous donner $T''_F T''_D / T'_F T'_D$ en fonction de $\lambda$ (*fig.* 4), et l'on voit, sur les équations, que le maximum de l'une correspond au minimum de l'autre conformément à la figure 3. Dans la mesure où le filtre polarise peu (*fig.* 1), on pourrait dire que la figure 4 représente $T''_D/T'_D$; il semblerait que la composante du champ électrique, perpendiculaire aux traits du réseau disperseur, soit favorisée et qu'il n'y ait pas inversion de la polarisation au voisinage du blaze. Ces résultats s'opposeraient aux observations de Mitsuishi et Yoshinaga entre 30 et 150 μ (Communication personnelle) et à ceux de Mizushima entre 8 et 15 μ [2], où la composante perpendiculaire aux traits n'est favorisée qu'en fin de spectre. Le retournement du réseau ne modifie pas sensiblement certains de nos spectres (*fig.* 5), résultat qui infirme toute la théorie scalaire, où l'opération reporterait la concentration de l'énergie beaucoup plus loin. Lorsqu'on se déplace vers les ondes milli-

métriques, en utilisant des réseaux à pas plus grand ($b = 500\ \mu$), le retournement du réseau recommence à produire une modification du spectre, observée par ailleurs au début du spectre infrarouge (*fig.* 6).

2° *Infrarouge proche.* — Nous avons étudié deux copies de réseau du type Merton, en lumière polarisée, dans un montage de Littrow, où le

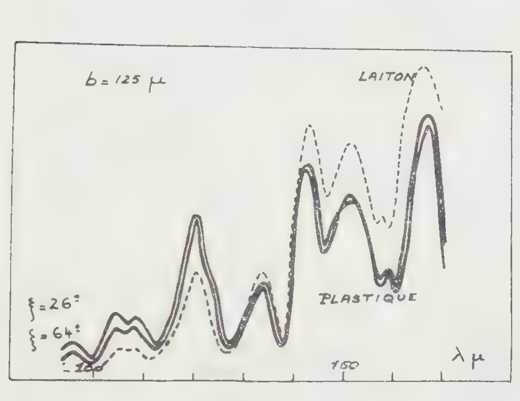



Fig. 5.

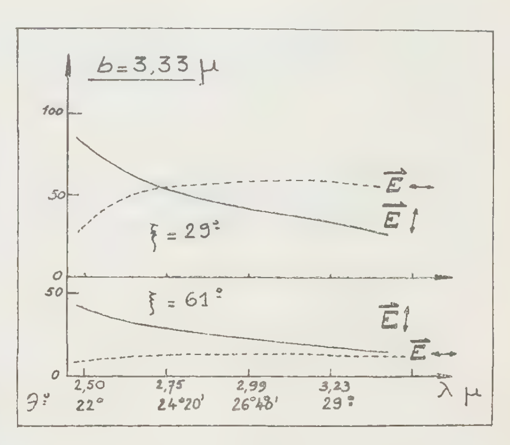



Fig. 6.

réseau est utilisé deux fois. L'effet de polarisation (*fig.* 6) apparaît exactement opposé à celui que nous décrivons plus haut sous certaines réserves, et s'accorde avec ceux que donnent les auteurs japonais. Il ne semble pas qu'on puisse faire intervenir le procédé de préparation du réseau [nous avons observé sensiblement le même spectre (*fig.* 5), avec des réseaux aussi différents qu'une copie de Bausch et Lomb et un original taillé sur laiton au laboratoire], mais il est possible que la longueur d'onde intervienne.

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) A. Hadni et E. Décamps, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 2048; A. Hadni, C. Janot et E. Décamps, *J. Phys. Rad.*, 20, 1959, p. 705.

(2) A. Yamaguchi, I. Ichishima et S. Mizushima, *Spectrochimica Acta*, 12, 1958, p. 294.

(3) Strokes et Maréchal, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 2051.

PHYSIQUE CRISTALLINE. — *Expériences de résonance cyclotron dans le germanium et le silicium.* Note (*) de MM. **Wladimir Mercouroff** et **Jean-Claude Picard**, présentée par M. Jean Wyart.

On a repris les expériences de résonance cyclotron de Dresselhaus, Kip et Kittel (1), et de Dexter, Zeiger et Lax (2), à une fréquence de 36 000 Mc (bande Q).

1. Dispositif expérimental (*fig.* 1). — Il est très analogue à celui de Dexter, Zeiger et Lax (2). Pour que la résonance soit observable, la condition $\omega\tau \gg 1$ est réalisée en travaillant à la température de l'hélium liquide avec des échantillons de grande pureté.

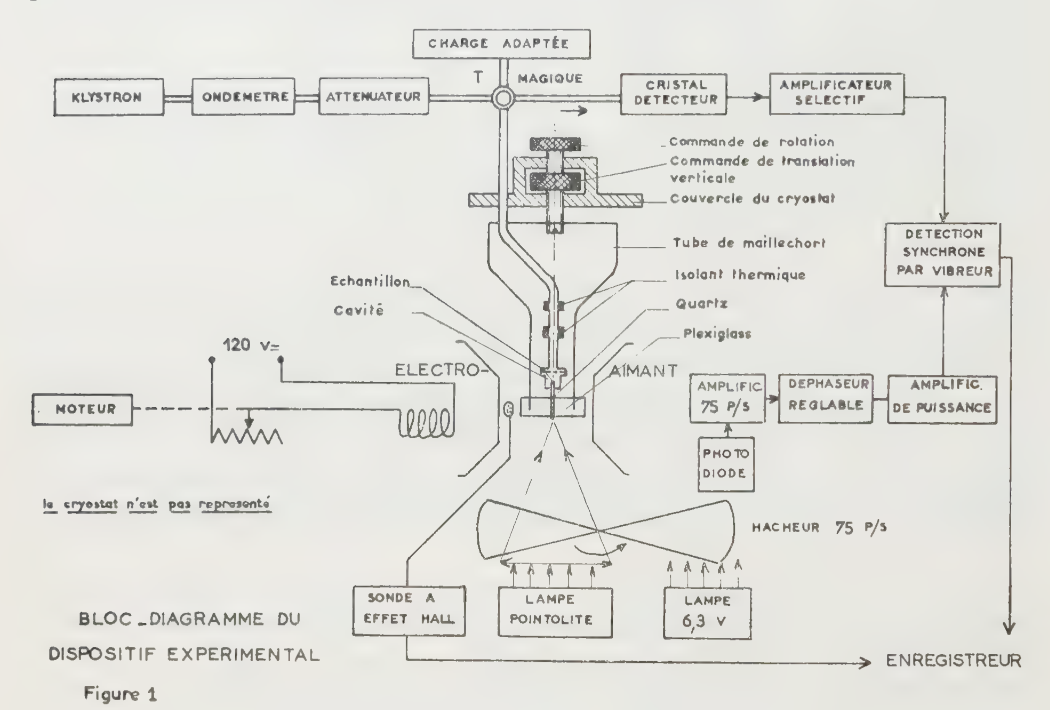


Figure 1

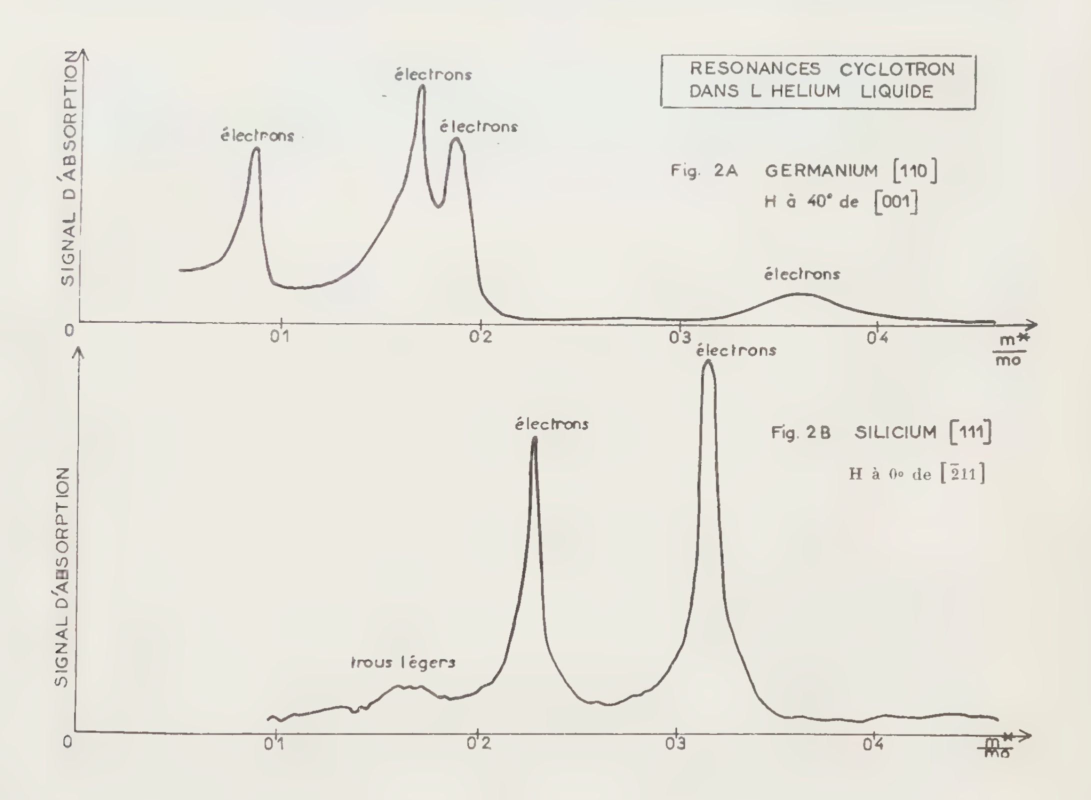
Un circuit de guides d'ondes 8,5 mm (36 000 Mc) fournit le champ électrique radiofréquence. Une cavité résonnant en $\lambda/2$ immergée dans l'hélium liquide, peut être accordée de l'extérieur du cryostat, en faisant varier la pénétration d'une tige de quartz portant l'échantillon dans la cavité. Ce dispositif permet également de faire varier l'orientation du cristal (*fig.* 1). Les résonances sont observées une fois la cavité accordée, en faisant varier le champ magnétique créé par un électroaimant, de manière à réaliser la condition

$$\omega_{\text{radiofréquence}} = \omega_{\text{cyclotron}} = \frac{eH}{m^* c}.$$

Les porteurs sont créés par éclairement de l'échantillon à travers la

tige de quartz. En hachant la lumière, le nombre de porteurs, et donc, le signal d'absorption, sont modulés. Une détection synchrone complète le dispositif.

2. Résultats expérimentaux. — *a. Germanium* (*fig.* 2 A). — Les échantillons utilisés sont des parallélépipèdes de 1 × 1 × 0,5 mm taillés dans le plan (110); à la figure 2 A sont reproduits les résultats correspondant à un champ magnétique orienté à 40° de l'axe [001]; tous les résultats obtenus sont en accord avec ceux de Dresselhaus, Kip et Kittel.




Cependant le Q de la résonance est nettement plus élevé que chez ces derniers ($Q = \omega\tau = 20$, au lieu de 7 à 8 pour Dresselhaus, Kip et Kittel). Cette valeur élevée n'est obtenue que pour de très faibles puissances radiofréquence (de l'ordre du microwatt).

*b. Silicium* (*fig.* 2 B). — Les cristaux de même dimension que ceux de germanium sont taillés dans le plan (111) (silicium Merck).

La figure 2 B donne un exemple de résonance pour une orientation du champ magnétique de 0° par rapport à l'axe [$\bar{2}$11].

L'amélioration du Q de la résonance est encore plus marquée (Q de 40 à 50) pour les faibles puissances radiofréquence. Ce résultat concorde bien avec ceux obtenus récemment par Rauch, Stickler, Zeiger et Heller [3].

3. Conclusions. — Les grandes valeurs de Q, la possibilité de travailler à faible niveau, montrent la sensibilité de l'appareillage. Il suffirait d'un

nombre relativement faible de porteurs pour que la résonance soit détectable.

De plus, on peut profiter de l'ionisation en chaîne au voisinage d'une résonance, lorsque la puissance radiofréquence est plus élevée, ce qui entraîne une exaltation très marquée de la résonance.

Cet appareillage va être utilisé pour étudier de nouveaux corps : Te, SCd, et aussi pour approfondir les corps déjà étudiés : Ge, Si.

Les résultats feront l'objet d'une publication ultérieure.

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) DRESSELHAUS, KIP et KITTEL, *Phys. Rev.*, 98, 1955, p. 368.
(2) DEXTER, ZEIGER et LAX, *Phys. Rev.*, 104, 1956, p. 637.
(3) RAUCH, STICKLER, ZEIGER et HELLER, *Phys. Rev. Let.*, 4, 1960, p. 64.

OPTIQUE CRISTALLINE. — *Raies d'absorption de sels hydratés de manganèse.* Note (*) de M. **Ikuji Tsujikawa** et Mme **Lucienne Couture**, présentée par M. Jean Lecomte.

Cette étude a été faite sur des cristaux orientés de $MnSiF_6$, $6H_2O$ et $MnCl_2$, $2MgCl_2$, $12H_2O$, tous deux rhomboédriques, maintenus à basse température, jusqu'à 1,7° K. Le spectre d'absorption optique du second cristal n'est pas polarisé, mais celui du premier présente une polarisation caractéristique de transitions dipolaires magnétiques.

Des études expérimentales sur les raies d'absorption des sels hydratés de manganèse ont été faites par Gielessen (1), et, plus récemment, par Pappalardo (2), jusqu'à la température de l'hydrogène liquide. Il nous a semblé intéressant de refaire, avec un spectrographe plus dispersif et à des températures allant jusqu'à 1,7° K, des mesures sur des monocristaux orientés.

Nous avons préparé du fluosilicate de manganèse et des chlorures doubles de manganèse et de magnésium. Nous avons obtenu des spectres à l'aide d'un spectrographe à réseau concave de Rowland dont la dispersion est de 2 Å/mm. La région optique que nous avons particulièrement étudiée est située entre 4 200 et 3 900 Å.

Tableau I.

*Spectres d'absorption des monocristaux à 4° K.*

| $MnSiF_6$, $6H_2O$. | | | $MnCl_2$, $2MgCl_2$, $12H_2O$. | | |
|---|---|---|---|---|---|
| Longueur d'onde (Å). | Nombre d'ondes (cm⁻¹). | Largeur (cm⁻¹). | Longueur d'onde (Å). | Nombre d'ondes (cm⁻¹). | Largeur (cm⁻¹). |
| 4 012,1 | 24 917,6 | 2 | 4 207,9 | 23 758,2 | 4 |
| 4 010,8 | 24 925,7 | 2 | 4 190 | 23 860 | 8 |
| 4 007,3 | 24 947,4 | 2 | 4 178 | 23 928 | 8 |
| 4 006,3 | 24 953,7 | 2 | 4 177 | 23 933 | 7 |
| 3 992 | 25 043 | 6 | 4 176 | 23 940 | 7 |
| 3 957 | 25 265 | 20 | 4 174 | 23 951 | 7 |
| 3 952 | 25 296 | 15 | 4 158 | 24 043 | 40 |
| 3 950 | 25 309 | 20 | 4 146 | 24 113 | 16 |
| 3 938 | 25 386 | 10 | | | |
| 3 935 | 25 405 | 10 | | | |

La configuration électronique de l'ion manganeux $Mn^{2+}$ est $3d^5$, et les transitions qui nous intéressent se font à l'intérieur de cette configuration. D'après l'observation (3), le niveau excité le plus bas de l'ion libre correspond à un état $^4G$, et est situé à environ 27 000 cm⁻¹ du niveau de base relatif à un état $^6S$. Des études théoriques (4), (5), ont montré que les spectres, que nous avons étudiés, correspondent à des transitions entre le niveau de base et des niveaux provenant de la décomposition par le champ cris-

tallin du niveau $^4G$ de l'ion libre. Dans le champ cristallin cubique, l'état $^6S$ donne un état $^6A_1(d\varepsilon^3\, d\gamma^2)$, tandis que $^4G$ se décompose en $^4A_1(d\varepsilon^3\, d\gamma^2)$, $^4E(d\varepsilon^3\, d\gamma^2)$, $^4F_1(d\varepsilon^4\, d\gamma)$, $^4F_2(d\varepsilon^4\, d\gamma)$. La transition située dans la région de 25 000 cm$^{-1}$ correspond à un niveau excité $^4A_1$ ou $^4E$. Si l'on considère de plus le couplage spin-orbite et le fait que le champ a une symétrie inférieure à la symétrie cubique, $^4A_1$ et $^4E$ se décomposent respectivement en deux et quatre composantes.

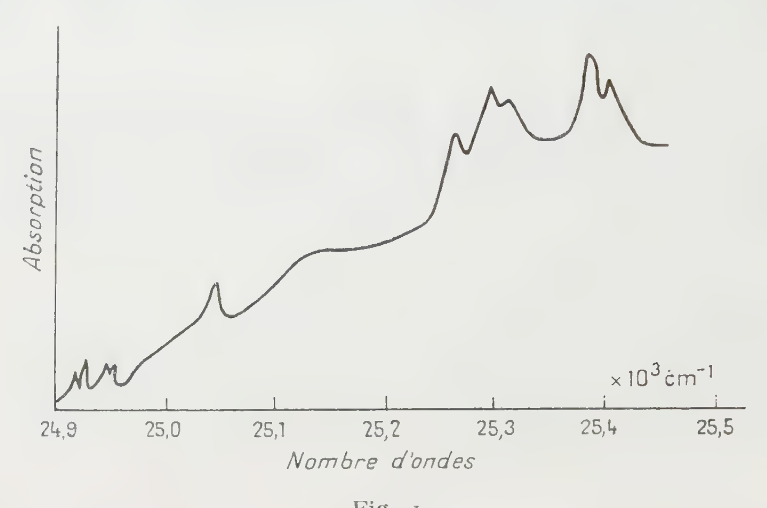



Fig. 1.

Les résultats sont donnés dans le tableau I. Nous ferons pour chacun des sels les remarques suivantes :

1. *Fluosilicate de manganèse* $MnSiF_6$, $6H_2O$. — On observe quatre raies très fines et quelques raies larges (*voir* sur la figure 1 l'enregistrement microphotométrique du spectre). A température ordinaire, ce sel possède la symétrie rhomboédrique (6). Quand on abaisse sa température, il subit, vers 220° K, un changement de phase qui diminue sa symétrie (7); il est cependant probable que le changement de phase respecte l'arrangement en colonnes des atomes du cristal, et que l'entourage d'un ion $Mn^{2+}$ se trouve peu modifié.

Tableau II.

*Polarisation des raies fines du fluosilicate de manganèse.*

| Nombre d'ondes (cm⁻¹). | Intensités relatives. L∥A₃. — E⊥A₃, H⊥A₃. | L⊥A₃. E∥A₃, H⊥A₃. | E⊥A₃, H∥A₃. |
|---|---|---|---|
| 24 917,6 | 0,5 | 1 | 2 |
| 24 925,7 | 2 | 2 | 2 |
| 24 947,4 | 1 | 1 | 0,5 |
| 24 953,7 | 1 | 1 | 1 |

L'intensité relative des quatre raies très fines est donnée dans le tableau II pour diverses orientations du cristal et diverses polarisations de la lumière; L désigne la direction du faisceau lumineux, E celle du vecteur champ électrique et H celle du champ magnétique de l'onde lumineuse.

L'étude en lumière polarisée montre que les transitions observées sont relatives au moment dipolaire magnétique. Les niveaux supérieurs sont proches des niveaux $^4A_1$ et $^4E$ calculés théoriquement ([4]); on peut penser, le nombre des raies trouvées étant égal à 4, que les niveaux supérieurs correspondent à $^4E$.

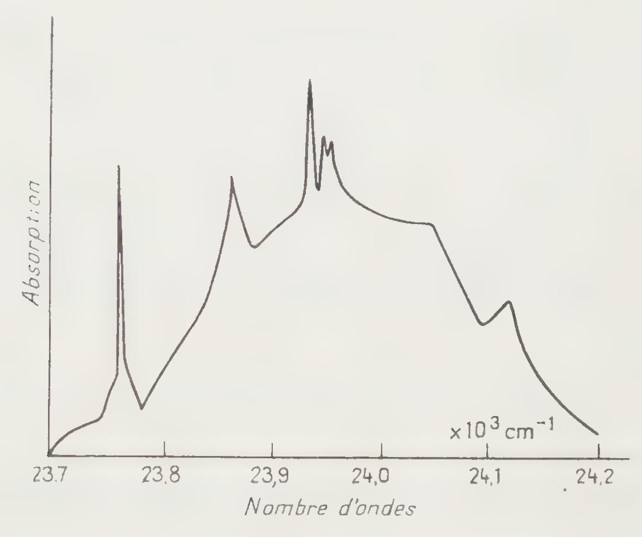



Fig. 2.

2. *Chlorure de manganèse et de magnésium :* $MnCl_2$, 2 $MgCl_2$, 12 $H_2O$. — Ce sel a une symétrie rhomboédrique ([8]). Son spectre comporte une forte raie fine et quelques raies secondaires larges (*voir* sur la figure 2 l'enregistrement microphotométrique du spectre). Aucune de ces raies ne présente de polarisation.

Nous avons aussi obtenu des chlorures doubles monoclinique et cubique. Mais aucun de ces cristaux ne possède de raie ni de bande d'absorption dans la région 23 400-24 800 $cm^{-1}$.

(*) Séance du 7 mars 1960.

([1]) J. Gielessen, *Ann. Physik*, 22, 1935, p. 537.
([2]) R. Pappalardo, *Phil. Mag.*, 2, 1957, p. 397.
([3]) *Atomic Energy Levels*, National Bureau of Standards, 1952.
([4]) Y. Tanabe et S. Sugano, *J. Phys. Soc. Japan*, 9, 1954, p. 766.
([5]) L. E. Orgel, *J. Chem. Phys.*, 23, 1955, p. 1004.
([6]) L. Pauling, *Z. Kristall.*, 72, 1930, p. 482.
([7]) I. Tsujikawa et L. Couture, *J. Phys. Rad.*, 16, 1955, p. 430.
([8]) B. Gossner, *Z. Kristall.*, 38, 1904, p. 501.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Sur la relation parcours-énergie des ions $^{6}_{3}Li$ dans les émulsions nucléaires.* Note (*) de M. **Nguyen-Huu-Tri**, présentée par M. Francis Perrin.

Des ions $^{6}_{3}Li$ artificiellement accélérés sont reçus dans des émulsions Ilford C2. Six points expérimentaux de la courbe parcours-énergie sont déterminés entre 0,75 et 2 MeV. Ces résultats sont comparés avec ceux des autres auteurs.

Le présent travail avait pour but d'améliorer la précision de la courbe parcours-énergie du $^{6}_{3}Li$ dans un domaine d'énergies (énergies inférieures à quelques mégaélectrons-volts) où les résultats expérimentaux étaient tout particulièrement rares.

Nous avons utilisé à cet effet, des ions $^{6}_{3}Li$ artificiellement accélérés dans le Van de Graaff de 2 MeV de Saclay. Ces ions étaient produits à partir du carbonate $^{6}_{3}Li$ (90 ± 9 % $^{6}_{3}Li$). Les émulsions nucléaires Ilford C2 étaient disposées dans une boîte à irradiation munie d'un obturateur en tantale; elles ont été irradiées à des énergies, connues à 10 % près, variant de 0,75 à 2 MeV.

La mesure des longueurs des traces a été effectuée à l'aide du micromètre « Poohstrolino », adapté au microscope « Koristka R 4 ». Les traces parallèles entre elles faisaient un angle connu avec le plan de l'émulsion. Les courbes de répartition statistique des longueurs étaient sensiblement des courbes de Gauss; elles présentaient toutefois un léger excès de traces courtes que nous pouvons attribuer à la perte d'énergie des ions $^{6}_{3}Li$ dans le gaz résiduel du dispositif d'irradiation ou contre les bords des diaphragmes.

L'erreur commise sur le parcours est de l'ordre de 0,15 μ. Les résultats sont rassemblés dans le tableau suivant :

| | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Énergie des ions $^{6}Li$ (MeV)... | 0,75 | 1 | 1,25 | 1,5 | 1,75 | 2 |
| Parcours (μ)............... | 2,25 | 2,80 | 3,24 | 3,70 | 4,07 | 4,40 |

Ces six points sont reportés sur la figure 1, avec la courbe ajustée par la méthode des moindres carrés. Sur la même figure 1, nous avons porté les points correspondants au $^{6}_{3}Li$ obtenus par Neuendorffer, Inglis et Hanna [1]; ces auteurs ont utilisé les ions $^{6}_{3}Li$ produits par la réaction $^{9}_{4}Be\,(p, \alpha)\,^{6}_{3}Li$; aux erreurs statistiques près, nos résultats sont en accord avec leurs mesures.

D'autres mesures ont été faites par H. Faraggi [2], Cüer et Lonchamp [3] et Maïkov [4] sur le parcours dans les émulsions nucléaires des ions $^{7}_{3}Li$; les courbes qu'ils ont obtenues peuvent être transformées pour tenir compte de la différence de masse des ions, on obtient ainsi des courbes pour les ions $^{6}_{3}Li$ qui sont en très bon accord avec nos résultats.

H. Faraggi ([2]) et Cüer et Lonchamp ([3]) ont utilisé comme nous des émulsions Ilford C2. Maïkov a employé des émulsions I*a*-2 préparées par l'Institut Nikfi de Moscou, la composition chimique de ces émulsions doit

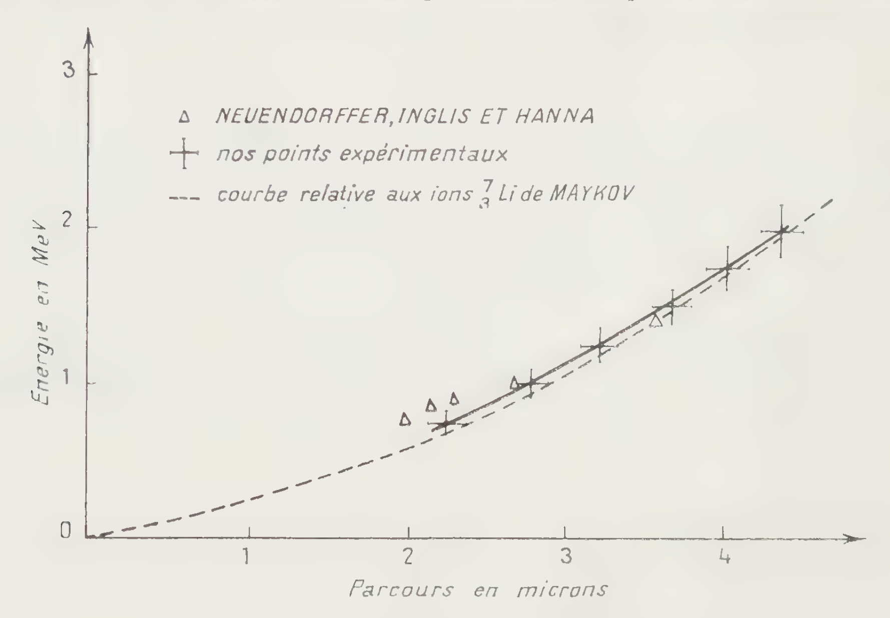



Fig. 1. — Courbe parcours-énergie des ions $^6$Li.

être très voisine de celle des émulsions Ilford C2, car différents auteurs ont utilisé pour les émulsions I *a*-2 les courbes d'étalonnage parcours-

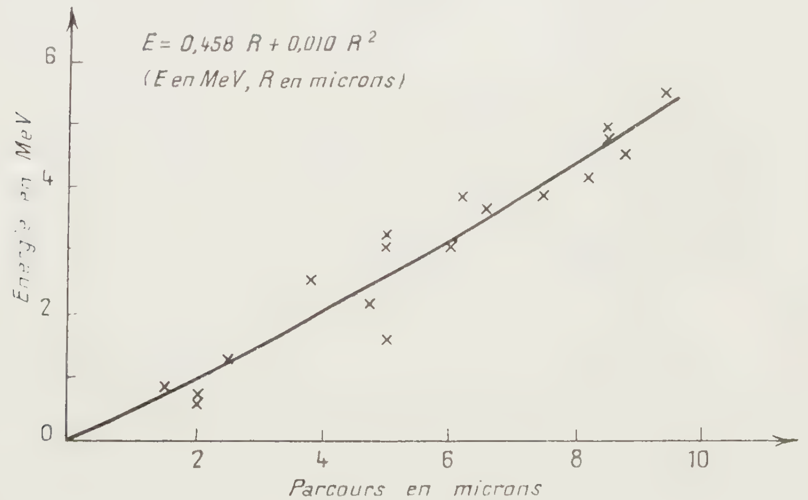



Fig. 2. — Courbe parcours-énergie des ions $^8$Li.

énergie des émulsions Ilford C2. La comparaison de nos résultats avec ceux obtenus par Maïkov semble donc parfaitement légitime.

Sur la figure 1, nous avons tracé en pointillés, la courbe de Maïkov aux ions $^7_3$Li, la pente et la courbure de cette courbe sont en très bon

accord avec celles de notre courbe. La différence de parcours entre les ions ${}^{6}_{3}$Li et les ions ${}^{7}_{3}$Li pour des mêmes valeurs de l'énergie entre dans la marge des erreurs expérimentales. Il semble toutefois possible d'accroître la précision expérimentale de nos résultats en améliorant la résolution en énergie du faisceau donné par le Van de Graaff.

A titre de vérification et de contrôle, nous avons effectué des mesures sur les traces nucléaires des ions ${}^{8}_{3}$Li (5). Ces ions provenaient de la réaction ${}^{11}_{5}$B $(n, \alpha)$ ${}^{8}_{3}$Li $(\beta^-)$ ${}^{8}_{4}$Be* $(2\,\alpha)$, les énergies des ions ${}^{8}_{3}$Li formés étaient obtenues par l'étude complète des étoiles de désintégration produites dans des émulsions Ilford C2 chargées au bore.

Les neutrons utilisés pour produire ces désintégrations étaient ceux de la réaction T $(d, n)$ ${}^{4}_{2}$He. Les résultats de ces mesures, compte tenu de la différence de masse des ions, sont en bon accord avec ceux relatifs aux ions ${}^{6}_{3}$Li, sans avoir toutefois une aussi grande précision. La figure 2 donne nos résultats expérimentaux obtenus avec les ions ${}^{8}_{3}$Li.

(*) Séance du 1er février 1960.

(1) NEUENDORFFER, INGLIS et HANNA, *Phys. Rev.*, 82, 1951, p. 75.

(2) H. FARAGGI, *Comptes rendus*, 229, 1949, p. 1223.

(3) CUER et LONCHAMP, *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 1824.

(4) MAÏKOV, *Appareil et Technique expérimentale*, 1, 1959, p. 50 (en russe).

(5) NGUYEN-HUU-TRI, *Thèse de Doctorat de 3e cycle*, Faculté des Sciences de Bordeaux, décembre 1959.

(*Laboratoire de Physique nucléaire et théorique, Faculté des Sciences, Bordeaux.*)

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur la réaction du diborane avec les solides minéraux contenant de l'eau.* Note de MM. **Claude Naccache** et **Boris Imelik**, présentée par M. Paul Pascal.

De l'étude de l'hydrolyse du diborane par l'eau contenue dans les composés minéraux sous forme, de molécules d'eau de cristallisation, ou d'oxhydriles, on peut conclure que la nature de l'eau de constitution sur la surface des gels de silice subit des altérations importantes au cours du chauffage de ces solides à différentes températures. La réaction d'hydrolyse du diborane est un moyen convenable pour déterminer et suivre l'état et l'évolution de cette eau.

En étudiant l'hydrolyse du diborane par l'eau de constitution des gels de silice [1], nous avons remarqué que le rapport de l'hydrogène dégagé au volume du diborane hydrolysé varie avec la température de calcination du gel. Depuis, Weiss, Knight et Shapiro [2] ont également observé ce phénomène que nous avons, de plus, mis en évidence non seulement pour les gels de silice, mais également pour les gels d'alumine et les gels mixtes silice-alumine. D'une manière générale, on constate que le rapport est de l'ordre de 2 pour les gels désorbés à 150° C sous vide et qu'il décroît jusqu'à la valeur 1 pour des températures de calcination supérieures à 400° C.

De la simple considération du changement de ce rapport, nous pouvons penser que le processus de la réaction d'hydrolyse du diborane par les gels de silice est différent suivant la température du traitement déshydratant de l'échantillon, et que, par conséquent, l'eau de constitution ne se présente pas sous le même état suivant que le gel a été traité sous vide à 150° C ou à température plus élevée. Afin de préciser les raisons de ce comportement différent de l'eau de constitution des gels de silice vis-à-vis du diborane et ainsi déterminer la nature exacte de cette eau, suivant que le gel a été désorbé à basse température ou à température plus élevée, nous avons étudié l'hydrolyse du diborane par des solides hydratés, dont l'eau se trouve soit sous forme de molécules d'eau de cristallisation, soit sous forme d'oxhydriles et, d'autre part, déterminé systématiquement la valeur du rapport $H_2/B_2H_6$ pour toutes les températures de déshydratation comprises entre 150 et 1000° C.

*Résultats expérimentaux.* — D'après de nombreuses recherches faites par spectroscopie infrarouge, il a été bien établi que les substances contenant de l'eau de cristallisation ont un spectre infrarouge dont les bandes dues aux molécules d'eau de cristallisation sont voisines de celles obtenues pour le spectre de la glace, alors que les solides contenant de l'eau de constitution ne conservent qu'une bande bien définie vers les plus grandes longueurs d'onde, qui caractérise les groupements oxhydriles. Pour le choix des substances que nous avons étudiées, nous sommes donc partis de cette classification et nous avons fait réagir le diborane sur des hydrates cristallins contenant un nombre variable de molécules d'eau de cristalli-

sation : $CdBr_2.4H_2O$, $MnCl_2.4H_2O$, $COCl_2.6H_2O$, $NiCl_2.6H_2O$, $MgCl_2.6H_2O$, $Al(NO_3)_3.9H_2O$, $CO(NO_3)_2.6H_2O$, $CuSO_4.5H_2O$, $ZnSO_4.7H_2O$.

Les résultats obtenus pour ces différentes substances montrent que la valeur du rapport $H_2/B_2H_6$ ne dépend ni du nombre de molécules d'eau entourant le cation, ni même de la force de liaison de ces molécules d'eau au cation. En effet, par spectroscopie infrarouge ([3]) il a été mis en évidence, par exemple pour les dérivés halogénés hydratés plusieurs familles de molécules d'eau : des molécules d'eau moyennement liées ($CdBr_2.4H_2O$, $MnCl_2.4H_2O$) et des molécules d'eau très liées ($COCl_2.6H_2O$, $NiCl_2.6H_2O$). Or, tous ces composés donnent après réaction avec le diborane un rapport $H_2/B_2H_6$ égal à 2. Seules les substances contenant des oxhydriles amènent une diminution de ce rapport jusqu'à la valeur 1. Il est donc très probable que ce qui intervient dans le changement de ce rapport, c'est uniquement la nature de l'eau contenue dans le solide. Toutes les substances contenant de l'eau de cristallisation donnent par réaction avec le diborane une valeur du rapport $H_2/B_2H_6$ égale à 2, et celles contenant des oxhydriles un rapport $H_2/B_2H_6$ égal à 1. Examinant maintenant les résultats obtenus avec les gels de silice calcinés à différentes températures, nous constatons que pour tous les gels étudiés la valeur du rapport $H_2/B_2H_6$ ne reste pas constante. Suivant la température de déshydratation thermique du solide elle peut prendre les valeurs 2, 1,5 et 1. Par comparaison avec le comportement des substances contenant soit de l'eau de cristallisation, soit de l'eau sous forme d'oxhydriles nous pouvons penser que ce comportement différent du diborane vis-à-vis des gels de silice est également dû à la nature différente de l'eau contenue dans ces solides suivant leurs températures de déshydratation thermique. Lorsque le rapport $H_2/B_2H_6$ est égal à 2, il est probable que la surface des gels est recouverte de molécules d'eau liées à la silice par des forces plus importantes que les forces de Van der Waals, car cette eau n'est pas éliminée même par un chauffage prolongé sous vide à 150° C. Pour des températures de déshydratation thermique supérieures à 400° C, le rapport $H_2/B_2H_6$ reste toujours égal à 1. Nous pouvons donc conclure que ce traitement thermique a pour effet d'éliminer de la surface des gels de silice les molécules d'eau qui se comportent comme l'eau de « cristallisation » dans les sels minéraux et de ne laisser subsister à la surface de ces solides que des groupements oxhydriles.

Nous pouvons alors représenter la surface des gels de silice calcinés à des températures modérées par le schéma suivant :

```
        H₂
        O              (H₂O)      (H₂O)
 OH ⋰      ⋱ OH         OH         OH
 |           |           |          |
 Si — O — Si — O — Si — O — Si —
 |           |           |          |
```

Par réaction avec le diborane, comme le rapport $H_2/B_2H_6$ est égal à 2,

il est probable que la molécule se dissocie en radical $BH_3$ qui réagit avec une molécule d'eau de la surface du gel en donnant la formation d'un composé de surface :

$$\text{Si—OH} \cdots \text{O}\begin{matrix}\text{H}\\ \\ \diagdown\text{H}\end{matrix} + B_2H_6 \rightarrow \text{Si—OH} \cdots \text{O}\begin{matrix}\text{BH}_2\\ \\ \diagdown\text{BH}_2\end{matrix} + 2H_2$$

Le chauffage de ces solides à des températures supérieures à 400° C élimine, comme nous l'avons montré, les molécules d'eau et la surface du gel ne sera recouverte que de groupements OH. Dans ce cas, comme le rapport $H_2/B_2H_6$ est égal à 1, il y a formation à la surface du gel du composé Si—O—$B_2H_5$.

La valeur fractionnaire du rapport $H_2/B_2H_6$ trouvée pour le gel vitreux P chauffé à 400° C semble indiquer qu'il peut subsister à cette température des molécules d'eau qui se comportent comme l'eau de « cristallisation » et que l'élimination de cette eau se fait progressivement, alors qu'il n'en est pas de même pour un aérogel de type F car le rapport $H_2/B_2H_6$ passe directement de la valeur 2 à 1. Il est donc évident que les molécules d'eau sont plus fortement liées au solide de type vitreux et que, par conséquent, elles peuvent subsister dans le solide à des températures plus élevées que pour un aérogel.

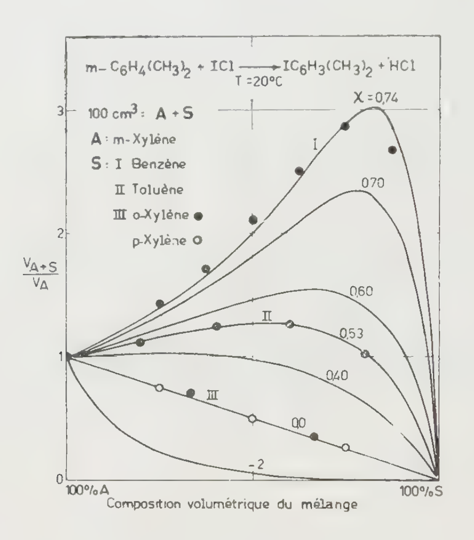
(1) C. Naccache, J. François-Rossetti et B. Imelik, *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 1959, p. 404.
(2) H. G. Weiss, J. A. Knight et I. Shapiro, *J. Amer. Chem. Soc.*, 81, 1959, p. 1823.
(3) J. Lecomte, *J. Chim. Phys.*, Colloque C. N. R. S., n° 53, 1953, p. 65.

(*Sorbonne, Laboratoire de Chimie générale.*)

CHIMIE PHYSIQUE. — *Détection par l'analyse cinétique d'associations moléculaires entre les halogènes et les hydrocarbures aromatiques.* Note de MM. **André Neyens**, **Bernard Delmon** et **Joseph-Charles Jungers**, présentée par M. Paul Pascal.

La vitesse d'ioduration du *m*-xylène par le chlorure d'iode varie de manière différente suivant l'hydrocarbure aromatique dans lequel on dilue les réactifs. On peut justifier quantitativement les divers effets observés en faisant appel aux associations qui se forment entre la combinaison halogénée et les constituants aromatiques du mélange.

Des études cinétiques ont permis de confirmer l'existence de complexes entre les halogènes et les aromatiques. Ils se manifestent de manière spectaculaire dans l'ioduration du noyau aromatique par le chlorure d'iode.




Les résultats du tableau indiquent que, par rapport au chlorure d'iode qui est engagé en faible concentration, la réaction est d'ordre 3. Ils révèlent le fait surprenant que dilué dans le benzène ou le toluène, non réactionnels, le *m*-xylène réagit à une vitesse supérieure à celle qu'il présente isolément.

On a constaté aussi, en engageant le *m*-xylène, A, et le chlorure d'iode en quantités équimoléculaires, que la réaction est formellement d'ordre 4 :

$$V = k'_4 [\mathrm{ICl}]^3 [\mathrm{A}]. \qquad (1)$$

Ces faits se justifient en admettant que la combinaison halogénée, H, est associée à l'aromatique réactionnel, A, et au solvant S.

Que la réaction se produise entre molécules associées dans des complexes ou entre molécules libres, ce sont toujours les concentrations en formes libres ($X_H$ et $X_A$), qui en constituent le principe moteur :

$$V = k_4 X_H^3 X_A. \qquad (2)$$

Pour l'aromatique présent en grand excès, la concentration en forme libre se confond avec la concentration totale : $X_A = C_A$.

Pour la combinaison halogénée, la concentration totale se compose des concentrations en formes libres, $X_H$, et en complexes, $X_{HA}$, $X_{HS}$, ...

(3) $$C_H = X_H + X_{HA} + X_{HS}, \quad \dots$$

En ne considérant que les complexes 1-1, et en désignant par $\varkappa$ la constante d'équilibre, il vient

(4) $$C_H = X_H + \varkappa_{HA} X_H C_A + \varkappa_{HS} X_H C_S.$$

En substituant dans l'expression (2) la concentration en forme libre par la concentration analytique, la vitesse de réaction dans le mélange binaire, (A + S), se traduit par

(5) $$V_{A+S} = k_4 C_A \frac{C_H^2}{(1 + \varkappa_{HA} C_A + \varkappa_{HS} C_S)^2}.$$

A faible concentration en réactif, $(\varkappa_{HA} C_A \ll 1 + \varkappa_{HS} C_S)$, l'expression restitue la cinétique expérimentale [1].

*Ioduration du m-xylène dans divers hydrocarbures aromatiques.*

*t* en mn; concentrations en $mol.l^{-1}$; $k_3$ en $mol^{-2}.l^2.mn^{-1}$; T = 20°C.

Les constantes de vitesse sont calculées de proche en proche.

| A. *m*-xylène : 100 ml. | | | B. *m*-xylène : 37,5 ml. Benzène : 62,5 ml. | | | C. *m*-xylène : 40 ml. Toluène : 60 ml. | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| *t*. | $C_{ICl}$. | $k_3$. | *t*. | $C_{ICl}$. | $k_3$. | *t*. | $C_{ICl}$. | $k_3$. |
| 0..... | 0,2000 | – | 0..... | 0,1475 | – | 0..... | 0,1740 | – |
| 2..... | 0,1795 | 1,50 | 2,5... | 0,1230 | 4,00 | 3..... | 0,1490 | 2,05 |
| 4..... | 0,1640 | 1,55 | 5..... | 0,1091 | 3,60 | 7..... | 0,1290 | 1,88 |
| 7..... | 0,1446 | 1,76 | 8..... | 0,0962 | 4,00 | 12..... | 0,1103 | 2,20 |
| 13..... | 0,1235 | 1,23 | 12..... | 0,0851 | 3,75 | 18..... | 0,0972 | 2,00 |
| 19..... | 0,1087 | 1,59 | 18..... | 0,0746 | 3,42 | 29..... | 0,0820 | 1,90 |
| 30..... | 0,0925 | 1,46 | 25..... | 0,0653 | 3,93 | 14..... | 0,0712 | 2,04 |
| 43..... | 0,0801 | 1,51 | 32..... | 0,0589 | 3,83 | 54..... | 0,0630 | 2,22 |
| 62..... | 0,0685 | 1,50 | 37..... | 0,0552 | 4,05 | 64..... | 0,0588 | 1,80 |
| 87..... | 0,0587 | 1,54 | 42..... | 0,0526 | 3,20 | 76..... | 0,0546 | 1,96 |
| 123..... | 0,0500 | 1,53 | 48..... | 0,0491 | 4,00 | 86..... | 0,0512 | 2,25 |
| 187..... | 0,0410 | 1,52 | 55..... | 0,0466 | 3,71 | 95..... | 0,0493 | 1,72 |
| | | 1,52 | 63..... | 0,0438 | 4,30 | 102..... | 0,0477 | 2,00 |
| | | | | | 3,80 | | | 2,00 |

En absence de diluant ($C_S = 0$ et $C_A = C_A^0$) la relation précédente se réduit à

(6) $$V_A = k_4 C_A^0 \frac{C_H^2}{(1 + \varkappa_{HA} C_A^0)^2}.$$

La vitesse relative, à concentration en halogène constante, peut s'ex-

primer par

$$\frac{V_{A+S}}{V_A} = \frac{C_A}{C_A^0}\left[\frac{1+\kappa_{HA}C_A^0}{1+\kappa_{HA}C_A+\kappa_{HS}C_S}\right]^3. \tag{7}$$

En phase liquide, on ne peut opérer à concentration totale constante en aromatique : ce sont les fractions volumétriques qui sont complémentaires; elles sont, pour chaque constituant, égales à la concentration multipliée par le volume molaire

$$C_A\mathcal{V}_A + C_S\mathcal{V}_S = 1. \tag{8}$$

Pour un aromatique unique, cette relation se réduit à

$$C_A^0\mathcal{V}_A = 1. \tag{8'}$$

Compte tenu de ces relations, l'expression (7) peut s'écrire

$$\frac{V_{A+S}}{V_A} = \frac{C_A\mathcal{V}_A}{C_A^0\mathcal{V}_A}\left[\frac{1+\kappa_{HA}\left(C_A^0 - C_S\dfrac{\mathcal{V}_S}{\mathcal{V}_A}\right)+\kappa_{HS}C_S}{1+\kappa_{HA}C_A^0}\right]^{-3}$$

ou encore

$$\frac{V_{A+S}}{V_A} = C_A\mathcal{V}_A\left[1 - \frac{\dfrac{\kappa_{HA}}{\mathcal{V}_A} - \dfrac{\kappa_{HS}}{\mathcal{V}_S}}{1+\dfrac{\kappa_{HA}}{\mathcal{V}_A}C_A^0\mathcal{V}_A}C_S\mathcal{V}_S\right]^{3}$$

et, en simplifiant

$$\frac{V_{A+S}}{V_A} = \frac{C_A\mathcal{V}_A}{(1-\chi C_S\mathcal{V}_S)^3}, \qquad \text{où} \quad \chi = 1 - \frac{1+\dfrac{\kappa_{HS}}{\mathcal{V}_S}}{1+\dfrac{\kappa_{HA}}{\mathcal{V}_A}}.$$

Le graphique présente une série de courbes calculées pour diverses valeurs du paramètre $\chi$; les résultats expérimentaux se situent de manière satisfaisante dans le réseau.

Le fait que les isomères du *m*-xylène agissent comme de simples diluants indique que les constantes de tous ces corps ($\kappa$ et $\mathcal{V}$) sont quasi identiques ; la vitesse de réaction du *m*-xylène varie dès lors comme sa concentration : $V_{A+S}/V_A = C_A\mathcal{V}_A$. Les homologues sont plus actifs comme solvants parce qu'ils sont moins fortement associés à l'halogène.

(*Laboratoire de Cinétique chimique, Université de Louvain.*)

PHYSIQUE DU MÉTAL. — *Influence d'un champ magnétique sur l'amortissement d'échantillons de fer de différentes puretés.* Note (*) de MM. **Francis Dabosi** et **Jean Talbot**, présentée par M. Georges Chaudron.

Dans une Note précédente [1], nous avons étudié la variation de l'amortissement d'échantillons de fer, de puretés différentes, en fonction de l'amplitude et nous avons montré que pour une amplitude donnée, le fer le plus pur présente le frottement interne le plus élevé. Dans ce travail, nous nous proposons d'étudier l'influence d'un champ magnétique sur l'amortissement des mêmes échantillons de fer.

Les échantillons, longuement recuits dans l'hydrogène pur et sec à 850° C, sont refroidis lentement et désaimantés ensuite dans un champ magnétique alternatif. Dans tous nos essais, la direction du champ magnétique continu, appliqué au fil étudié, est confondue avec l'axe de l'échantillon.

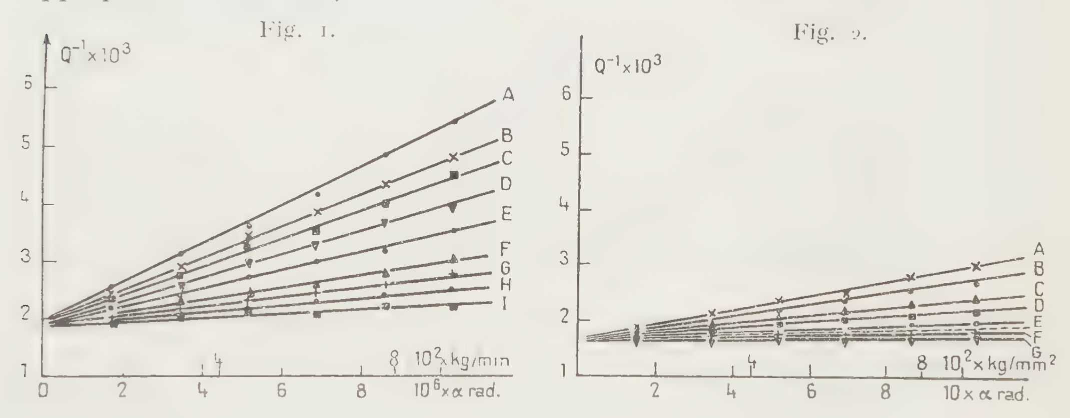



Fig. 1. — Fer de zone fondue.
Variations de l'amortissement en fonction de l'amplitude de torsion, pour des champs magnétiques donnés.
(A) Échantillon désaimanté; (B) H = 0,5 Oe; (C) H = 1,5 Oe; (D) H = 3,1 Oe; (E) H = 6,7 Oe; (F) H = 16,9 Oe; (G) H = 24,1 Oe; (H) H = 59 Oe; (I) H = 82 Oe.

Fig. 2. — Fer électrolytique.
Variations de l'amortissement en fonction de l'amplitude de torsion, pour des champs magnétiques donnés.
(A) Échantillon désaimanté; (B) H = 1 Oe; (C) H = 6 Oe; (D) H = 23,7 Oe; (E) H = 38 Oe; (F) H = 52,5 Oe. (G) H = 76 Oe;
— — — Courbe relative au fer Armco désaimanté.

La figure 1 représente les variations de l'amortissement du fer de zone fondue, en fonction de l'amplitude de torsion, dans des champs magnétiques d'intensité croissante. La figure 2 est relative à la même étude dans le cas d'échantillons de fer électrolytique.

Comme l'ont montré divers auteurs [2] dans le domaine des faibles amplitudes considérées, les courbes représentatives sont des portions de droites dont la pente est fonction du champ appliqué à l'éprouvette. De plus, dans un champ nul et pour des amplitudes de torsion inférieures à $10^{-5}$ rad, nous avons pu noter que la pente de la droite (A) est plus grande pour le fer de zone fondue (*fig.* 1) que pour le fer électrolytique (*fig.* 2) ou pour le fer Armco (*fig.* 2, trait pointillé).

En soumettant l'éprouvette à des champs croissants, on constate que l'amortissement du fer diminue. On peut donc admettre que la fraction d'amortissement d'origine ferromagnétique est progressivement éliminée par ancrage des parois de domaines. Les faisceaux de courbes (B), (C), ... des figures 1 et 2 montrent ce phénomène. On constate que pour des champs

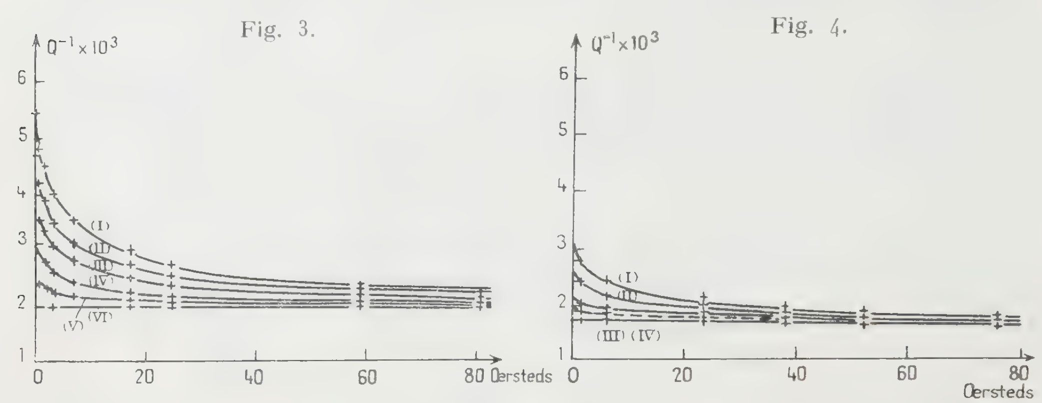



Fig. 3. — Fer de zone fondue.
Variations de l'amortissement en fonction du champ magnétique, à amplitude donnée.
Contraintes (kg/mm²) :
(I) $9{,}4.10^{-2}$; (II) $7{,}2.10^{-2}$; (III) $5{,}16.10^{-2}$; (IV) $3{,}1.10^{-2}$; (V) $1{,}55.10^{-2}$; (VI) $0{,}2.10^{-2}$.

Fig. 4. — Fer électrolytique.
Variations de l'amortissement en fonction du champ magnétique, à amplitude donnée.
Contraintes (kg/mm²) :
(I) $9{,}4.10^{-2}$; (II) $6{,}2.10^{-2}$; (III) $3{,}1.10^{-2}$; (IV) $0{,}26.10^{-2}$.
— Courbe relative au fer Armco pour une contrainte de $9{,}4.10^{-2}$ kg/mm⁻².

de l'ordre de 80 Oe, l'amortissement est pratiquement indépendant de l'amplitude.

Dans les champs faibles, de l'ordre de 0,5 à 1 Oe, la décroissance de l'amortissement du fer est très rapide. La pureté du métal joue un rôle important sur ce phénomène. Pour une petite élévation du champ magnétique, dans les très faibles valeurs de celui-ci, la diminution de l'amortissement est plus élevée pour le fer de zone fondue (*fig.* 3) que pour le fer électrolytique, de pureté inférieure (*fig.* 4).

Quand l'amplitude des oscillations diminue, l'évolution de l'amortissement est plus lente comme le montrent les figures 3 et 4. Pour les faibles amplitudes (V et VI) la valeur de l'amortissement est sensiblement indépendante du champ appliqué, le déplacement des parois n'étant alors, même à l'état désaimanté, qu'une très faible source de frottement interne.

*En résumé*, ces expériences confirment l'influence très grande du déplacement des parois de Bloch sur la fraction du frottement interne liée à l'amplitude. Elles montrent que la mobilité des parois de domaines est beaucoup plus grande dans le cas du fer de zone fondue, de pureté supérieure à celle du fer électrolytique.

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) F. Dabosi, B. Migaud et J. Talbot, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 553.
(2) J. L. Snoek, *Physica*, 8, 1941, p. 745-747.

CRISTALLOCHIMIE. — *Fibres naturelles et forme des chaînes de polyéthylène.* Note (*) de MM. **Jean-Jacques Point**, **Georges Homès**, **Andrew Keller** et **Andrew O' Connor**, présentée par M. Georges Chaudron.

Certains d'entre nous avons décrit ([1]) et développé ([2]) un modèle de la structure du polyéthylène. Ce modèle est essentiellement basé sur la conception de fibre naturelle, ruban cristallin homogène de faibles dimensions transversales (100 Å). L'axe du ruban est parallèle au paramètre $\overline{b}$ du cristal. Les échantillons sphérolitiques de polyéthylène et la fibre N de polyéthylène sont décrits comme constitués de telles fibres naturelles. Nous avons montré l'intérêt de ce modèle pour expliquer toute une série de faits expérimentaux observés sur le polyéthylène.

Si on adopte la description habituelle des molécules de hauts polymères (chaînes moléculaires allongées), les molécules dont l'axe est perpendiculaire à celui des fibres naturelles, doivent traverser un grand nombre de ces fibres.

Un autre d'entre nous ([3]) a observé dans des échantillons de polyéthylène cristallisé à partir de solution, des plaques monocristallines de polyéthylène dont l'épaisseur est de l'ordre de 120 Å. Le paramètre $\overline{c}$ du cristal est perpendiculaire au plan de ces plaques et les molécules (dont les dimensions sont beaucoup supérieures à 120 Å) sont donc repliées plusieurs fois sur elles-mêmes.

Il a aussi été observé ([4]) que des empilements de telles plaques donnaient des phénomènes de diffraction de rayons X avec une équidistance de 120 Å jusque et y compris l'ordre 4.

On voit ici qu'il existe une autre possibilité de description de la fibre naturelle. En se repliant sur elles-mêmes les molécules peuvent rester dans la même fibre naturelle ou n'être présentes que dans un tout petit nombre de fibres naturelles.

Le modèle conserve les mêmes possibilités d'explication des faits expérimentaux.

Considérons comme exemple l'interprétation de l'évolution des diagrammes de diffraction de rayons X aux petits angles de la fibre N lors de son étirage ([1]), ([2]). Le passage de l'idée de molécules allongées à l'idée de molécules repliées sur elles-mêmes ne modifie pas nécessairement l'aspect de la transformée de forme des éléments glissants et l'explication reste valable.

Nous n'avons pas l'intention de décrire ici d'une façon détaillée comment les molécules repliées peuvent être disposées et se comporter pendant la déformation, ni de préciser les relations entres les monocristaux et les éléments structuraux de la fibre N. Mais nous désirons simplement montrer les possibilités qu'offre ce type d'interprétation.

Nous espérons donner une description plus complète lorsque les travaux en cours seront plus avancés.

L'avenir dira si ces modèles, qui diffèrent fortement des modèles conventionnels, s'appliquent ou non à tous les hauts polymères sphérolithiques.

(*) Séance du 27 octobre 1958.

(1) G. A. Homès et J.-J. Point, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 2557.

(2) J.-J. Point, *Mémoires et Publications de la Société des Arts, des Sciences et des Lettres du Hainaut*, **71**, 1958, p. 65-118.

(3) A. Keller, *Phil. Mag.*, **2**, n° **21**, 1957, p. 1171-1175.

(4) A. Keller, *Nature*, **180**, 1957, p. 1289.

(G. Homès et J.-J. Point, *Laboratoire de Physique interne des Matériaux, Faculté Polytechnique, Mons;*
A. Keller et A. O'Connor, *H. H. Wills Physics Laboratory, University of Bristol.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Autoxydation d'anthrols-1 en bianthryle-2.2' quinones-1.1'; cas du méthoxy-4 anthrol-1.* Note (*) de MM. **Guy Rio** et **Yves Lepage**, présentée par M. Charles Dufraisse.

Autoxydation à l'air, très nette, du méthoxy-4 anthrol-1 en une quinone, violette, formée par duplication. Établissement de la structure par transformation en bianthryle-2.2' diquinone-1.4.1'.4', obtenue également à partir du biquinizaryle.

On a déjà remarqué dans ce laboratoire que des colorations profondes apparaissaient parfois lors de la préparation de dérivés anthracéniques oxygénés en 1. Bichet observe des colorations violettes au cours de la préparation du diméthoxy-1.4 diphényl-9.10 anthracène en milieu acide [1]. Étienne et Weill-Raynal isolent une substance violette qui accompagne le diphényl-9.10 anthrol-1 [2]. Enfin, le méthoxy-4 phényl-9 anthrol-1 en solution méthanolique, à l'air, conduit rapidement à un composé violet très bien cristallisé [3].

C'est cette formation très facile d'un composé violet, ainsi que les observations précédentes, qui nous ont incités à entreprendre l'étude de l'autoxydation d'un certain nombre d'anthrols-1 diversement substitués. Nous avons déjà isolé plusieurs composés bien définis, tous violet foncé; nous décrivons tout d'abord l'un des plus simples, qui dérive du méthoxy-4 anthrol-1, I, et dont nous démontrons la structure.

1. Le méthoxy-4 anthrol-1, I, $F_{inst}$ 131-132° [4], a été préparé par action de l'aluminohydrure de lithium sur l'hydroxy-1 méthoxy-4 anthrone [5] et traitement acide du dihydroanthranol formé, non isolé.

L'autoxydation à l'air de cet anthrol, en solution méthanolique, est rapide. Elle conduit avec un rendement élevé (80 %) à la diméthoxy-4.4' bianthryle-2.2' quinone-1.1', VII, $C_{30}H_{20}O_4$, $F_{inst}$ 359-360° (déc.), violette, peu soluble. La structure de ce produit découle des propriétés suivantes. Le corps a bien des propriétés quinoniques, puisqu'on peut le réduire en une hydroquinone correspondante, IV, rapidement oxydée à l'air avec retour au composé violet, VII. La méthylation de cette hydroquinone en milieu réducteur conduit à son diéther méthylique, en fait le tétraméthoxy-1.4.1'.4' bianthryle-2.2', VI, $C_{32}H_{26}O_4$, $F_{inst}$ 251-252°, jaune pâle.

La déméthylation de la diméthoxyquinone VII, par HBr en solution acétique à température ordinaire, est suivie d'une autoxydation de la dihydroxyquinone formée en une diquinone, la bianthryle-2.2' diquinone-1.4.1'.4', IX, $C_{28}H_{14}O_4$, $F_{inst}$ 389-390° (déc.), aiguilles jaune-ocre. Le dérivé tétraméthoxylé-1.4.1'.4', VI, conduit aussi à cette diquinone IX, avec les mêmes réactifs.

La diquinone IX a été préparée à partir d'un composé de structure connue, le biquinizaryle, V, [6], en utilisant la méthode préconisée récem-

ment pour la préparation de l'anthraquinone-1.4 ([3]) : le biquinizaryle, V, est réduit par le borohydrure de potassium dans l'éthylglycol, à température ordinaire, en un octol, VIII, non isolé, qui subit une déshydratation en milieu acide, avec formation de la diquinone, IX. Cette diquinone a été réduite en la bis(hydroquinone) correspondante, réoxydable à l'air, qui conduit au tétraéther méthylique précédent, VI, et à un tétraester acétique, X, $C_{36}H_{26}O_8$, $F_{inst}$ 283-284°, jaune très pâle.

2. Il est bien connu que les phénols sont sensibles à l'oxydation qui les transforme, suivant les substituants, notamment en quinones, en hydroperoxydes ou en produits de duplication. Certains de ces derniers sont des dérivés de la diphénoquinone-4.4′ ([7]), en particulier les aristols ([8]). Quelques naphtols-1 substitués en 4 conduisent à des binaphtyle-2.2′ quinones-1.1′ ([9]). Ces oxydations nécessitent habituellement l'emploi d'agents oxydants.

Il est remarquable qu'en série anthracénique, l'oxydation des anthrols-1 ne nécessite que la présence de l'oxygène de l'air. On aurait pu penser que cette oxydation était liée à la question de la photooxydation; il n'en est rien, car la transformation se produit à l'obscurité.

On peut supposer que le mécanisme de l'autoxydation comporte une perte de l'atome d'hydrogène par l'hydroxyle de l'anthrol, sous l'influence de l'oxygène de l'air, puis un doublement du radical formé, sous sa forme

mésomère radicalique au carbone, II *b*, conduisant à la forme diméthoxydicétonique III, tautomère de la diméthoxyhydroquinone IV, facilement oxydée en diméthoxyquinone VII.

La facilité de l'autoxydation en série anthracénique peut être expliquée grâce à des considérations simples portant sur l'énergie des structures aromatiques de ces substances.

En effet, l'autoxydation d'un anthrol-1 en bianthryle-2.2′ quinone-1.1′ correspond, en première approximation, à la transformation du noyau *o*-quinoïdique, Q*o*, de l'anthracène, XI, en un noyau diquinoïdique, *d*Q (formule XII), les deux noyaux benzéniques, B, restant inchangés. En série naphtalénique, il y aurait transformation d'un des deux noyaux benzéniques, B, du naphtalène, XIII, en un noyau *o*-quinoïdique, Q*o* (formule XIV). La transformation Q*o* → *d*Q (série anthracénique) correspondant très vraisemblablement à une variation d'énergie plus faible que B → Q*o* (série naphtalénique), on voit ainsi que la première serait plus facile que la seconde.

Chez les anthrols-1, les résultats déjà obtenus, qui seront donnés plus tard, indiquent que les substituants ont des influences importantes sur l'autoxydation. Un méthoxyle en 4, notamment, se montre très favorable; il est possible que la participation du méthoxyle à la résonance du radical primaire, II, favorise la formation de ce dernier aux dépens de l'anthrol, et par suite l'autoxydation.

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) G. Bichet, *Ann. Chim.*, (12), 7, 1952, p. 234.

(2) A. Étienne et J. Weill-Raynal, non publié; cf. *Bull. Soc. Chim.*, (5), 20, 1953, p. 1128.

(3) Y. Lepage, *Ann. Chim.*, (13), 4, 1959, p. 1150, 1151.

(4) G. Kränzlein et E. Runne, Brevet français n° 765.703, 1934.

(5) K. Zahn, *Berichte*, 67, 1934, p. 2063.

(6) R. E. Schmidt, B. Stein et C. Bamberger, *Berichte*, 63, 1930, p. 300.

(7) D. H. R. Barton et T. Cohen, *Festschrift A. Stoll*, Birkäuser, Bâle, 1957, p. 117.

(8) C. V. Bordeianu, *Arch. Pharmaz.*, 272, 1934, p. 8.

(9) F. Russig, *J. pr. Chem.*, (2), 62, 1900, p. 30; B. Alberti, *Liebigs Ann.*, 450, 1926, p. 304; R. Willstäter et L. Schuler, *Berichte*, 61, 1928, p. 362; S. Goldschmidt et H. Wessbecher, *Berichte*, 61, 1928, p. 372.

MINÉRALOGIE. — *Influence des cations structuraux sur la température de déshydratation de certains minéraux phylliteux.* Note (*) de Mlle **Simonne Caillère** et M. **Stéphane Hénin**, présentée par M. Jean Wyart.

La température de déshydratation des minéraux phylliteux ainsi que celle des hydroxydes dépend de divers facteurs.

G. Sabatier ([1]), Ch. Kiefer ([2]) ont montré que les minéraux à l'état de petits cristaux se déshydratent à plus basse température et plus régulièrement qu'à l'état de cristaux largement développés. Mais quelles que soient ces influences il en est une prépondérante, c'est la nature des cations constituant la couche octaédrique.

Nous avons déjà signalé, à propos de l'analyse thermique différentielle ([3]), le décalage systématique des températures des accidents endothermiques des divers types structuraux, en fonction de leurs éléments constituants. Plus récemment, nous avons eu l'occasion de renouveler cette observation en considérant le comportement des antigorites plus ou moins nickélifères ([4]).

Le problème se pose pour les chlorites sous un aspect assez particulier. En effet, si d'après la structure de ces minéraux on peut prévoir l'existence de deux départs d'eau correspondant respectivement à la déshydratation du feuillet brucitique, puis du feuillet mica, l'expérience montre que certains types de chlorites semblent perdre leur eau en un seul processus. D'autre part, parmi les courbes normales on constate de grandes différences entre les températures auxquelles se manifestent les deux déshydratations.

Nous nous sommes donc proposés d'interpréter ce fait en admettant que l'influence des cations sur les températures de déshydratation étaient additives. Si cette hypothèse s'avérait exacte, elle devrait permettre également de distribuer les cations entre les deux couches octaédriques, résultat qu'on ne peut obtenir actuellement que par une étude cristallographique minutieuse et de longs calculs. Nous avons admis qu'à chaque cation correspondait en moyenne les températures de déshydratation suivantes :

| Nature du cation. | Température des départs d'eau. | |
|---|---|---|
| | Feuillet brucitique. | Feuillet mica. |
| Mg | 640 | 820 |
| Al | 500 | 750 |
| $Fe^{2+}$ | 430 | 530 |
| $Fe^{3+}$ | 250 | – |

D'autre part, nous ferons l'hypothèse, dans le calcul des formules structurales, que l'excès de charges destiné à compenser le déficit créé en couche tétraédrique par la substitution de Al à Si est localisé dans le feuillet bruci-

tique. Les matériaux utilisés ont été étudiés par J. Orcel [5] et ce sont les analyses chimiques publiées par cet auteur qui serviront de base à nos calculs.

Nous appliquerons ces principes à titre d'exemple au cas de la leuchtenbergite de Midongy (Madagascar) presque exclusivement alumino-magnésienne.

La formule structurale établie et tenant compte de notre hypothèse est la suivante :

$$(Si^{2,81}\,Al^{1,19})\,(Mg^{3})\,(Al^{1,16}\,Fe^{0,04}_{2+}\,Mg^{1,80})\,O^{14}\,(OH)^{4}.$$

Le calcul de la température de déshydratation du feuillet brucitique donne

$$\frac{(500\times 1,16)+(430\times 0,04)+(640\times 1,80)}{3}=588^{\circ}\text{ pour }585^{\circ}\text{ mesuré.}$$

Nous avons alors effectué un certain nombre de vérifications en ajustant la composition chimique de l'une ou de l'autre des couches octaédriques, pour que la température de déshydratation calculée corresponde à la valeur observée. Le contrôle consiste à vérifier pour le second feuillet, bâti à l'aide des éléments non utilisés de l'analyse chimique, la concordance des températures de départ d'eau mesurée et calculée.

L'ensemble des résultats est groupé dans le tableau ci-dessous.

Les valeurs de la température mesurée de la courbe de perte de poids correspondent à l'intersection du prolongement de la partie horizontale avec la tangente à la base de la branche montante.

| | Températures 1er accident. | | Températures 2e accident. | |
|---|---|---|---|---|
| Minéral. | Calculées. | Mesurées. | Calculées. | Mesurées. |
| Bavalite (Bas Vallon) | – | 455 | 563 | 560 ? (*) |
| Grochauite (Antohidrano) | 501 | 515 | 820 | 830 |
| Shéridanite (Comberousse) | 539 | 545 | 820 | 790 |
| Kotchubeite (Oural) | 558 | 555 | 820 | 815 |
| Pennine (Zermatt) | 570 | 560 | 820 | 815 |
| Clinochlore (Besafotra) | – | 575 | 790 | 810 |
| Leuchtenbergite (Midongy) | 583 | 585 | 820 | 830 |
| Ripidolite (col de la Croix) | – | 585 | 620 | 620 ? (*) |

(*) Les points d'interrogation correspondent à des accidents dont la température est difficile à apprécier, toutefois cette température semble constituer une limite supérieure.

Les minéraux pour lesquels figurent toutes les températures sont ceux qui correspondent au cas où l'on ne pouvait constituer la couche octaédrique du feuillet mica qu'avec du magnésium.

Pour les autres chlorites la couche brucitique a été ajustée suivant la méthode décrite précédemment, et il ne figure donc dans le tableau, pour le premier accident, que la température mesurée.

*En conclusion* il semble, qu'au moins en première approximation, on

puisse rattacher la température de déshydratation d'une phyllite à sa constitution chimique.

Les coefficients de température retenus pour chaque cation devront probablement être réajustés quand on disposera d'une séries statistique suffisante. Mais dès à présent on peut expliquer ainsi l'aspect des diverses courbes de déshydratation des chlorites et préciser en même temps la distribution des constituants dans les deux couches octaédriques.

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) G. Sabatier, *Bul. Soc. Fr. Min. Crist.*, 73, 1950, p. 43-48.

(2) Ch. Kiefer, *Bul. Soc. Fr. Min. Crist.*, 76, 1953, p. 63-77.

(3) S. Caillère et S. Hénin, *C. R. Congrès C.O.B.E.A.*, Bruxelles, 1948, dans *Verres et Silicates industriels*, 13, nº 9, p. 114-118.

(4) S. Caillère et S. Hénin, *Chlorites and serpentines minerals in Differential thermal investigation of clays*, R. C. Mackenzie, Min. Soc., Londres, 1957, p. 221.

(5) J. Orcel, *Thèse*, Paris, 1927, 380 pages.

PÉTROGRAPHIE. — *Altération expérimentale des roches par l'eau sous atmosphère de* $CO_2$. Note de M. **Georges Pedro**, présentée par M. Jean Wyart.

La présence de $CO_2$ dans les eaux de lessivage modifie la dynamique de l'altération et notamment le comportement du fer. L'entraînement massif de certains cations (Ca, Mg, Fe) dans les ballons d'accumulation explique la formation simultanée de carbonates de calcium et de montmorillonites.

Le rôle exact du $CO_2$ dans les phénomènes d'altération des roches à la surface du globe a depuis longtemps fait l'objet de nombreuses discussions. Certains auteurs considèrent ainsi le gaz carbonique comme l'agent *essentiel* de la décomposition des minéraux (Fournet, Bischof, etc.); d'autres, au contraire, ne lui attribuent qu'un rôle très *secondaire* (Cushman, Raman, etc.). Une série de recherches effectuées par voie expérimentale a déjà été consacrée à l'étude de cette question (Fittbogen, Dumont, Tamm, Dekeyser, etc.). Mais, dans l'ensemble, les résultats obtenus ont été assez peu significatifs.

Afin de compléter notre étude générale sur les différents processus d'altération superficielle, nous avons envisagé de soumettre un certain nombre de roches à un lessivage *continu* en présence de gaz carbonique. A cet effet, nous avons utilisé le dispositif expérimental précédent [1] sur lequel on a simplement adapté une tubulure permettant la circulation permanente d'un courant régulier de $CO_2$. Dans ces conditions l'atmosphère de l'appareil de Soxhlet ne contient que du gaz carbonique et de la vapeur d'eau ($P_{CO_2} = 0,7$ atm, $P_{H_2O} = 0,3$ atm). Le lessivage des roches est ainsi assuré par une solution d'acide carbonique dont la concentration est environ M/100 (pH 4) et la température moyenne de 60-70°. Deux types de roches : un granite à biotite (G) et un basalte à olivine (B) concassés en fragments de 2 à 5 mm ont été soumises au traitement.

Dès le début, l'eau chargée de $CO_2$ provoque une mise en solution rapide des éléments sous forme de bicarbonates comme l'atteste le pH à la fin de chaque épuisement (5 à 5,5). Le ballon récepteur devient, de ce fait, opalescent et nettement alcalin ($pH_G$ 8,5, $pH_B$ 9,5). Mais la suspension, au lieu de prendre une teinte « laiteuse » comme c'était le cas avec l'eau pure, présente *dès les premiers litres* un aspect « verdâtre » très caractéristique. Cette couleur est due à la présence d'une multitude de petites particules vertes de néoformation qui, après agglomération, finissent par se déposer dans le fond du ballon. Dans le même temps, les roches mères ne subissent apparemment aucune évolution et ne présentent jamais de pigmentation rouille. L'altération n'en est cependant pas moins importante puisque, pour une granulométrie de ce type et un lessivage total

de 1000 l, la masse des produits extraits des roches initiales représente 1,2 % dans le cas du granite et 3,5 % pour le basalte.

L'étude minéralogique du « dépôt vert » met nettement en évidence, dans les deux essais, une *montmorillonite* bien cristallisée, mélangée à des carbonates de calcium : *calcite* (G), *calcite et aragonite* (B). L'analyse chimique effectuée sur les produits déshydratés a donné les résultats suivants :

| Roche mère. | $SiO_2$. | $Al_2O_3$. | $Fe_2O_3$. | FeO. | MgO. | CaO. | $CO_2$. |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| G........ | 32,8 | 13,8 | 8,7 | 10,5 | 4,4 | 21,2 | 9,6 |
| B......... | 56,0 | 4,3 | 4,0 | 3,8 | 7,6 | 12,4 | 11,9 |

A partir de cet ensemble de données, nous avons utilisé pour l'interprétation minéralogique la méthode dont les principes ont été exposés dans la Note précédente ([2]). On est ainsi amené à distinguer dans chaque cas trois sortes de constituants : les carbonates de calcium cristallisés, la fraction amorphe constituée par des aluminosilicates résultant de l'altération et enfin les minéraux argileux.

| Constituants minéralogiques. | Ballon d'accumulation *granite* (pH 8,5). | | Ballon d'accumulation *basalte* (pH 9,5). | |
|---|---|---|---|---|
| | %. | Nature. | %. | Nature. |
| Carbonate de calcium.......... | 24,8 | $CaCO_3$-Calcite | 22,5 | $CaCO_3$-Calcite-Aragonite |
| Argile phylliteuse. | 36,2 | $[Si_{3,1}Fe^{III}_{0,9}]O_{10}[Fe^{III}_{0,5}Fe^{II}_{1,5}Mg_{0,75}](OH)_2Mg_{0,45}$ Saponite Fe (bowlingite) | 39,5 | $Si_4O_{10}[Fe^{III}_{0,5}Fe^{II}_{0,6}Mg_{1,4}](OH)_2Mg_{0,3}$ Stévensite Fe |
| Alumino-silicate d'altération.... | 39,0 | $[Si_{2,2}Al_{1,80}]O_8Ca_{0,8}H_{0,2}$ | 38,0 | $[Si_{3,4}Al_{0,6}]O_8Ca_{0,3}$ |

Sur le plan de la décomposition chimique des roches, on peut constater, par comparaison avec ce qu'on obtient dans les mêmes conditions à l'aide d'eau pure ([2]) que le lessivage par l'eau carbonique facilite l'entraînement des cations à hydroxydes peu solubles (Ca, Mg) et provoque même l'extraction et le déplacement des cations à hydroxydes insolubles (Fe, Mn). Le cas du *fer* en particulier peut être considéré comme typique :

| Teneur en fer total ($Fe_2O_3$ %). | Roche mère (%). | Produit de référence (eau pure). | Dépôt (eau carbonique) (%). Débit $CO_2$ normal. | Débit $CO_2$ faible et irrégulier. |
|---|---|---|---|---|
| Granite........... | 6,7 | Traces | 19,2 | – |
| Basalte........... | 12,4 | » | 7,8 | 2,1 |

Il semble donc qu'on puisse considérer $CO_2$ comme un agent *efficace* de décomposition tout en précisant qu'il imprime à l'altération sinon un mécanisme spécial, du moins une « dynamique » particulière.

Mais les résultats les plus importants de cette étude concernent les néogénèses. En effet, celles-ci ayant été obtenues dans les ballons mêmes où s'accumulent et se concentrent les solutions provenant du lessivage des

roches, peuvent être considérées comme des néoformations de type *sédimentologique*.

Parmi les cations les plus déplacés (Ca, Mg, Fe), seul le calcium précipite à l'état de carbonates (calcite-aragonite). Les autres cations, en particulier Fe et Mg, restent en solution et s'associent alors avec les tétraèdres $SiO_4$ libérés par la dislocation des charpentes silicatées, pour édifier des structures phylliteuses. Dans ce milieu d'accumulation nettement alcalin ($pH > 8$) et riche en cations nous avons obtenu des argiles ayant des propriétés montmorillonitiques (bowlingite, stévensite ferro-ferrique), ce qui est en parfait accord avec les expériences de synthèse [3] et correspond à l'opinion de G. Millot [4] sur l'existence certaine d'une *néoformation* de montmorillonites dans les milieux de sédimentation *basique*. De plus, nous avons pu observer que la quantité de phyllite formée devenait insignifiante dès qu'il y avait un affaiblissement dans le débit de $CO_2$ comme cela s'est produit par suite d'un arrêt accidentel du dispositif d'alimentation gazeuse pour l'essai sur basalte. Or, en même temps, on a constaté que la concentration en cations dans le dépôt avait fortement diminué (pour le fer total, la quantité est tombée de 7,6 à 2,1 %). Il semble donc que la genèse des montmorillonites ne se produise que dans les milieux où le rapport $SiO_2$/cations est normalement *équilibré*.

*En conclusion*, cette étude de laboratoire montre qu'une altération des roches provoquée en présence de $CO_2$ et qu'on peut supposer *acidifiante*, entraîne la formation d'un milieu d'accumulation *basique*, caractérisé par la paragénèse : « carbonates-montmorillonites ». Dans le milieu naturel, on pourra donc retrouver cette association « suivant les conditions de drainage », soit dans les *horizons illuviaux* à la base des profils pédologiques, soit plus loin dans les *bassins sédimentaires* où finissent par se déverser et se concentrer les solutions provenant du lessivage continental. Ce dernier résultat préparerait alors l'interprétation de certaines formations argilo-calcaires et des minerais de fer sédimentaires.

(1) G. PEDRO, *Comptes rendus*, 247, 1958, p. 1217.
(2) G. PEDRO, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 1697.
(3) S. CAILLÈRE, S. HÉNIN et J. ESQUEVIN, *Bull. Soc. Fr. Minéral. Crist.*, 78, 1955, p. 227-241.
(4) G. MILLOT, H. RADIER et M. BONIFAS, *Bull. Soc. géol. Fr.*, 7, 1957, p. 425-433.

(*Laboratoire des Sols, Versailles.*)

GÉOLOGIE. — *Découverte d'une nouvelle unité tectonique sous le massif subbétique de la Sierra Sagra (Andalousie).* Note (*) de M. **Alain Foucault**, présentée par M. Paul Fallot.

La découverte de Crétacé du type flysch sous le Jurassique de la Sierra Sagra nous révèle un élément paléogéographique et tectonique intermédiaire entre les domaines du Prébétique *stricto-sensu* et du Subbétique.

Depuis 1902, on sait, grâce à R. Nicklès [1], qu'il existe dans l'Est des Cordillères Bétiques, des nappes de charriage poussées vers le Nord-Nord-Ouest. Plus tard, les investigations de P. Fallot ont mis en évidence [2] la continuité latérale de ces dislocations dont le caractère essentiel est de rapprocher mécaniquement des formations à faciès pélagique appartenant aux unités charriées (zone subbétique), et des formations à faciès plus ou moins néritiques attribuées à l'autochtone ou au parautochtone (zone prébétique).

Dans le cadre de l'étude géologique d'une région qu'encadrent les localités de Huescar, Pozo-Alcón, Villacarillo, Santiago de la Espada, j'ai commencé par examiner le massif de la Sierra Sagra (2 381 m), qui se situe à 15 km au Nord de Huescar. Pour R. Nicklès [1], cette montagne liasique, calcaire et dolomitique, chevauche vers le Nord, par l'intermédiaire d'une semelle de Trias, un autochtone composé de Crétacé supérieur et d'Éocène moyen néritiques ainsi que de Burdigalien. Au pied oriental de la Sagra, des marnes à *Micraster* du Crétacé supérieur, découvertes en 1855 par de Verneuil et Collomb, appartiendraient à ce même autochtone. P. Fallot [2] a complété cette interprétation en précisant que la Sagra représente un témoin du Subbétique isolé sur le Prébétique. Récemment, du Miocène inférieur élevé a été identifié dans la série autochtone au pied nord de la Sagra [3].

Mes levers au 50 000$^{e}$, effectués durant l'été 1959, démontrent que le Jurassique de la Sagra est effectivement une klippe.

De plus, entre sa base et le Tertiaire autochtone, nous avons reconnu, MM. R. Busnardo, M. Durand-Delga et moi, qu'il s'intercale une lame de Crétacé à faciès très particulier. Il s'agit d'une formation de type flysch, principalement formée de marnes sableuses grisâtres avec des intercalations de bancs de grès calcareux ferrugineux dont la teinte varie du brun jaunâtre au rouge brique. Des échantillons prélevés dans les bancs gréseux montrent des microfaciès allant de grès très peu calcaires à des calcaires riches en oolithes, relativement peu détritiques. Ce sont ces derniers qui montrent la plus grande abondance d'organismes. On y reconnaît en particulier des Orbitolines (*O. conoidea-discoidea* A. Gras), des tests de Gastéropodes, des débris de Lamellibranches et d'Oursins, des Polypiers, des Bryozoaires et des Algues calcaires (Codiacées, Mélobésiées et Aciculaires).

Comme éléments détritiques, on trouve, outre le quartz, de rares plagioclases et un peu de muscovite. Les horizons les plus gréseux sont pauvres en organismes, et ne montrent que quelques débris d'Aciculaires et de Codiacées. La présence dans ces formations de *O. conoidea-discoidea*. A. Gras, leur assigne, au moins pour partie, un âge aptien.

J'ai retrouvé ce faciès en divers endroits, notamment au Sud de la Sagra, où il s'étend largement, et en quelques points de son versant nord. Sur le flanc méridional, on le voit s'enfoncer vers le Nord sous le massif liasique, dont il est séparé par une lame de Trias. Sur le flanc septentrional, il est plus réduit, et parfois directement en contact avec les dolomies liasiques. Il ne fait donc pas de doute qu'il supporte la klippe de la Sagra ainsi que son Trias basal. Il se comporte comme une unité indépendante, prise sous le chevauchement subbétique, et dont l'origine reste à définir. Si l'on s'éloigne au Sud de la Sagra, ce Crétacé marno-gréseux disparaît sous l'ensemble de la zone subbétique, débitée en plusieurs unités élémentaires que nous décrirons ultérieurement.

*Conséquences paléogéographiques.* — Il est à remarquer qu'il y a de grandes difficultés à ranger ce flysch aptien dans les faciès classiques du Prébétique ou du Subbétique. Le Prébétique présente, en effet, à cette époque ([4]) des formations à faciès néritique, généralement du type marno-calcaire et calcaire à *Toucasia*, *Nerinea*, Oursins et Orbitolines. On ne connaît bien encore l'Aptien du Subbétique qu'en deux régions assez éloignées, mais il est probable qu'il est très généralement représenté par des marnes de caractère relativement profond, s'intercalant entre des marno-calcaires à Ammonites pyriteuses du Crétacé inférieur et des dépôts pélagiques en série continue jusqu'au Paléocène ([5]). Il semble donc justifié de considérer qu'à l'Aptien un Prébétique de faciès subrécifal s'oppose à un Subbétique de faciès pélagique qui le chevauche actuellement. C'est dans une position géométriquement intermédiaire entre ces deux zones, dont la Paléogéographie et la Tectonique soulignent l'originalité, que vient se placer notre série marno-gréseuse. Il convient donc d'ajouter au tableau paléogéographique classique, l'image d'une bande à sédimentation irrégulière et agitée témoignant, par ses oolites, calcaires, de la proximité des faciès subrécifaux.

Il serait séduisant d'évoquer pour les conditions de dépôt de ce flysch un talus continental où se produiraient des courants de turbidité. Mais la présence des Algues vertes apporte, par les faibles profondeurs qu'elle nous oblige à considérer, un élément contradictoire. De toute manière, ce faciès, qui nous est le plus souvent caché par le recouvrement subbétique, est, dans le cas de la Sierra Sagra, ramené au jour par une unité tectonique intermédiaire.

*Continuité latérale de cette unité.* — J'ai pu, jusqu'à présent, reconnaître cette unité sur un front de 15 km entre la cluse du Rio Bravates, au Nord-Est et la route de Huescar à San Clemente, au Sud-Ouest. Il est à présumer

qu'elle présente une continuité latérale beaucoup plus considérable. En effet, une centaine de kilomètres à l'Ouest-Sud-Ouest, l'unité inférieure A de R. Busnardo ([6]) [Prébétique parautochtone de P. Fallot ([2])] comporte, surmontant des marnes à faciès mixte à Ammonites, Exogyres et Oursins du Crétacé inférieur, de puissantes masses marno-gréseuses, datées de l'Aptien par des Orbitolines, tout à fait semblables, selon R. Busnardo lui-même, à celles de la Sagra. Il s'agirait ainsi d'une même zone paléogéographique et, peut-être, comme sous la Sagra, d'une unité structurale intermédiaire entre le Prébétique au sens strict et le Subbétique. De plus, à Jaen, des calcaires et des marnes à Céphalopodes et à Échinides, continues de l'Albien au Sénonien, surmonteraient stratigraphiquement, d'après R. Douvillé ([7]), les calcaires gréseux à Orbitolines. Les faciès gréseux sont donc encadrés en haut et en bas par des faciès marneux banaux moins caractéristiques qui, bien que montrant des influences néritiques (Bivalves, Oursins), seraient de distinction délicate s'ils apparaissaient seuls. En conséquence, il est probable que dans les nombreux affleurements qu'on note un peu partout sur le Prébétique *sensu-stricto* autochtone et sous les masses principales du Subbétique charrié, il apparaîtra des éléments qui seront à rapporter à l'unité intermédiaire.

Si ces idées s'avéraient exactes, cette unité aurait l'ampleur d'une véritable nappe dont il serait intéressant d'étudier les faciès, aussi bien dans les régions plus occidentales que dans les régions plus orientales, et qui nous fournirait des éléments très importants pour les synthèses paléogéographiques futures.

(*) Séance du 7 mars 1960.

([1]) R. NICKLÈS, *Comptes rendus*, 134, 1902, p. 492 et *Bull. Soc. géol. Fr.*, (4), 4, 1904, p. 223.

([2]) P. FALLOT, *Estudios geológicos en la zona subbética entre Alicante y el río Guadiana Menor*. 719 pages, 11 planches Consejo Superior de Investigaciones Científicas, Madrid, 1945.

([3]) R. BUSNARDO, M. DURAND-DELGA et P. FALLOT, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 2320.

([4]) P. FALLOT, *El sistema cretácico en las cordilleras béticas*. 110 pages, 2 planches, Consejo Superior de Investigaciones Científicas, Madrid, 1944.

([5]) M. DURAND-DELGA et J. MAGNÉ, *Rev. Micropal.*, 1958, p. 155-175.

([6]) R. BUSNARDO et J.-M. FONTBOTÉ, *Comptes rendus*, 247, 1958, p. 1366.

([7]) R. DOUVILLÉ, *Esquisse géologique des Préalpes subbétiques*, Paris, 1906.

(*Laboratoire de Géologie du Collège de France.*)

SÉISMOLOGIE. — *Sur les signaux séismiques de courte période obtenus lors du test nucléaire de Reggane, le 13 février* 1960. Note de M. **Yves Rocard**, présentée par M. Francis Perrin.

Lors de l'explosion nucléaire du 13 février 1960 près de Reggane, les signaux séismiques à courte période apparaissent sensiblement moins forts à une distance de 2350 km qu'on ne l'aurait pensé d'après les résultats américains obtenus lors de tests au Nevada. Ils paraissent au contraire très forts vers 686 km.

Nous sommes en mesure de donner les premiers résultats des enregistrements d'un certain nombre de séismographes courte période, installés par le Commissariat à l'Énergie Atomique avec un certain appoint de personnel du Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure, et qui étaient en service lors de l'explosion du 13 février 1960.

1. *Séismographes courte période verticaux au Sahara.* — Deux appareils d'amplification 1 200 000, l'un sur un terrain sableux à 556 km, l'autre sur du bon granite compact à 686 km, ont donné des signaux très nets sur lesquels on lit la succession complète des diverses ondes P et S.

Une première conclusion à tirer concerne la valeur du terme constant indépendant de la distance à faire figurer dans les tables de temps de propagation des ondes P. Ce temps est de 7,30 s au milieu du socle continental africain, contre 3,52 s admis pour les ondes qui traversent le Pacifique.

Une seconde conclusion concerne l'amplitude de la pression de l'onde séismique produite par l'explosion aérienne (à environ 100 m d'altitude) par rapport à celle de la même explosion bien enterrée. Ce rapport est sensiblement de 1/20. La valeur correspondant à l'engin enterré peut, en effet, se déduire d'une publication de Carl Romney ([1]).

On a noté, en outre, que ces séismographes recevaient 30 ou 40 mn après des signaux importants et prolongés, indubitablement dus à une propagation sonore de pression dans l'air, 50 à 70 baryes s'exerçant sur de larges surfaces (des dizaines de kilomètres carrés) suffisant largement à créer les 50 à 100 baryes mesurés pour l'amplitude de la Terre.

2. *Séismographes courte période verticaux en France.* — Des appareils semblables aux précédents étaient installés en France, tous sur du bon granite, aux distances suivantes :

— trois dans l'Orne, à environ 2 500 km;

— deux dans le Morvan, à environ 2 350 km;

— un dans le Massif Central, à environ 2 200 km.

Le 13 février 1960, il y avait un bruit de fond important dans l'Orne (50 à 120 Å), plus normal dans le Morvan (20 à 80 Å), plus uniforme dans le Massif Central (30 à 60 Å). Dans la publication citée de Romney, on trouve l'indication d'une amplitude d'onde P reçue à 2 350 km aussi forte qu'à 600 km, donc sensiblement 1,30 fois plus forte qu'à Tamanrasset :

or, rien de semblable n'a été reçu, tout au plus les séismographes à 2 350 km accusent une certaine augmentation du bruit à partir de l'heure attendue, mais sans début visible. Si l'on renonce à l'espoir d'une pointe exceptionnelle de réception à 2 350 km, on tire encore de Romney la notion que de 2 200 à 2 600 km on reçoit à peu près comme à 800 km, soit les 2/3 de l'amplitude de Tamanrasset. Ceci est plus conforme à notre ambiance de signal imperceptible dans le bruit et s'explique finalement bien par le fait du signal affaibli 20 fois par l'explosion aérienne.

Quand la puissance de l'explosion de Reggane sera donnée officiellement, nous pourrons préciser les valeurs absolues. Quoi qu'il en soit, on voit que la propagation venant du centre du socle africain pour atteindre l'Europe à travers la Méditerranée comporte des particularités différentes de celles du continent Nord-Américain.

Une publication ultérieure fera connaître les résultats obtenus avec des séismographes longue période.

(1) *J. Geoph. Res.*, 64, 1959, p. 1489.

AÉRONOMIE. — *Sur l'existence possible de nouvelles zones aurorales.* Note de M. **Daniel Barbier** et Mme **Jeanine Glaume**, présentée par M. André Couder.

On sait que la fréquence d'apparition des aurores polaires est maximale dans deux zones situées à une vingtaine de degrés des pôles géomagnétiques. Des observations de la lumière du ciel nocturne faites à Tamanrasset suggèrent l'existence de deux nouvelles zones aurorales dans les régions de basses latitudes.

1. L'un de nous a montré que les variations au cours du temps de l'intensité de la raie rouge de l'oxygène sont extrêmement différentes à la station de Tamanrasset (latitude 22° 47′ N) et dans les stations situées plus au nord, telles que l'Observatoire de Haute-Provence (latitude 43° 56′ N) (1), (2). Ces observations poursuivies depuis mai 1957 étaient faites dans une direction fixe, elles ont été complétées par des observations faites tout autour de l'horizon à 75° de distance zénithale au cours d'une mission à Tamanrasset. Ces dernières observations ont eu lieu du 19 janvier au 3 février 1960.

2. Les enregistrements exécutés à travers des filtres centrés sur 6 300 Å et sur 5 577 Å pendant cette mission ont toujours été caractérisés, sauf en fin de nuit, par la présence de deux maximums d'intensité, sensiblement symétriques par rapport au méridien. La seule explication raisonnable est que ces maximums sont dus à la présence dans le ciel d'une sorte d'arc où l'émission des raies 6 300 et 5 577 Å serait renforcée. Nous avons observé la présence de cet arc parfois au Nord de la station et parfois au Sud, en moyenne légèrement au Sud. Au cours de la nuit, lorsque sa position variait le déplacement se produisait du Nord vers le Sud. L'arc a montré assez souvent une structure curieuse.

3. L'émission de la raie 6 300 Å dans l'arc a atteint plusieurs fois une intensité de 3 000 rayleighs (1 rayleigh = $10^6$ transitions par seconde dans une colonne de 1 $cm^2$ de section droite). Pour la comparaison, à la même époque, au milieu de la nuit, à l'Observatoire de Haute-Provence, l'intensité de 6 300 est de l'ordre de 200 rayleighs.

L'émission de 5 577 liée à celle de 6 300 a une intensité six fois plus faible. Elle se superpose à ce qu'on pourrait appeler l'émission normale de 5 577, sans corrélation avec 6 300, due très probablement au mécanisme de Chapman, qui très faible à Tamanrasset au mois de janvier, gêne peu l'observation de l'arc.

4. Le fait que l'arc émet à la fois la raie rouge et la raie verte de l'oxygène laisse penser qu'il se trouve à une altitude assez élevée, d'au moins 150 km et qu'il est dû à une excitation électronique.

On sait que Van Allen et ses collaborateurs (3), (4) ont découvert au voisinage de la terre deux zones de forte ionisation. Ils ont attribué les

zones aurorales classiques à des fuites d'électrons de la zone externe. L'arc observé à Tamanrasset pourrait sans doute s'expliquer par une fuite d'électrons de la zone interne de Van Allen.

Pendant les mois d'été l'arc auroral doit disparaître du ciel de Tamanrasset, car l'intensité de 6 300 y est comparable à celle observée à l'Observatoire de Haute-Provence si l'on fait abstraction de quelques curieux sursauts d'intensité. A. et D. Delsemme ([5]) ont observé à Lwiro (latitude 2° 15′ S) l'émission de la raie 6 300 Å dans une direction fixe et ils ont constaté que ses propriétés sont assez comparables à celles découvertes à Tamanrasset. Notre interprétation des faits serait qu'il existe deux arcs auroraux. En janvier, l'un serait à une latitude géomagnétique voisine de 20° N et l'autre vers l'équateur. En juillet, les arcs se seraient déplacés le premier pour atteindre l'équateur et l'autre une latitude de 20° S. Cette hypothèse trouve une confirmation dans le fait que les observations de juillet de Van Allen et de ses collaborateurs montrent que la zone interne de Val Allen est franchement excentrée vers le Sud ([3]).

([1]) D. Barbier, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1559.
([2]) D. Barbier, *Ann. Géoph.*, 15, 1959, p. 179.
([3]) J. A. Van Allen, C. E. Mc Ilwain, G. H. Ludwig, *J. Geoph. Res.*, 64, 1959, p. 271.
([4]) J. A. Van Allen, *J. Geoph. Res.*, 64, 1959, p. 1683.
([5]) A. et D. Delsemme, *Comptes rendus*, 250, 1959, p. 271.

ÉCOLOGIE. — *Sur le pH des terreaux d'arbres creux (châtaigniers et saules) et son influence sur la faune.* Note (*) de M^lle^ **Simone Kelner-Pillault**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Les cavités des châtaigniers et des saules contiennent des terreaux acides dont le pH s'élève lentement au cours de l'évolution des cavités.

Les terreaux sont en général, des sols bien tamponnés. Avec un pH-mètre électrique portatif, une première mesure était effectuée sur le terrain, après 20 mn d'immersion de l'échantillon dans l'eau distillée. Sur le liquide restant, transporté au laboratoire en tube bouché hermétiquement, trois autres mesures étaient effectuées, 3, 18 et 24 h après l'immersion. L'écart entre les nombres obtenus pour un même prélèvement n'a jamais excédé 3/10$^e$ et le plus souvent j'ai retrouvé le nombre de la première mesure plus d'une semaine après le prélèvement. Des expériences semblables ont été faites sur des échantillons de terreaux conservés en sac de matière plastique; là, encore, les pH sont très souvent restés stables; quand une variation s'est produite, pour les terreaux de saules le pH baissait (5,8, 5,6, 5,4 et 5,2) tandis que pour ceux de châtaigniers, il montait (3,6, 3,7, 3,8 et 3,9).

Dans les premiers stades, les terreaux sont presque exclusivement constitués par des débris de bois et des déjections de xylophages. Au terme de l'évolution des cavités le terreau se confond avec le sol. Durant cette évolution le pH des terreaux de châtaigniers varie de 3,2 à 4,7; celui des saules de 5,6 à 7,5. L'acidité plus forte des terreaux de châtaigniers s'explique par les pH du bois et du sol des stations. Le pH du bois de châtaignier est voisin de 4,2; celui du bois de saule est proche de 5,8. Le sol des stations de châtaigniers est siliceux, son pH est voisin de 6; celui des stations de saules est calcaire et alluvial, son pH peut atteindre 7 et même 8. Les terreaux jeunes sont parfois plus acides que le bois qui leur a donné naissance; ceci provient de l'incorporation souvent massive de déjections de xylophages dont le pH est très bas, 2,9 par exemple.

La lente montée du pH au cours de l'évolution est due à la diminution du pourcentage des éléments ligneux (bois et déjections de xylophages) et à l'apport croissant des éléments venus du sol. Cette relation apparaît clairement dans les cavités situées au niveau du sol. Dans un châtaignier, le terreau du centre avait pour pH 3,8, celui qui s'était déversé hors de la cavité avait pour pH 4,4 et le pH du sol sous-jacent était de 5,2.

La position de la cavité par rapport au sol n'a aucune influence sur le pH. Une cavité située à 2 m au-dessus du sol peut contenir un terreau moins acide que celui d'une autre située au niveau du sol si elle a subi d'importants apports extérieurs, soit d'origine éolienne, soit à la suite d'une nidification. Citons comme exemples : la cavité du sommet d'un têtard de saule à terreau visiblement riche en éléments siliceux; pH 6,7 et une autre cavité

située au niveau du sol contenant un terreau riche en débris de bois : pH 6,4. Un même arbre peut présenter deux cavités contenant des terreaux de pH différents. Un saule présentait deux cavités, l'une ouverte vers l'Ouest à terreau riche en débris ligneux, pH 6,4; l'autre ouverte à l'Est à terreau fortement mêlé au sol par de petits mammifères fouisseurs, pH 7.

L'état de l'arbre vivant ou mort n'intervient pas plus. Les terreaux d'arbres morts et abattus peuvent être plus acides que ceux des cavités d'arbres vivants s'ils sont plus riches en débris de bois et surtout en déjections de xylophages. Voici quelques exemples :

terreau de la cavité d'un saule mort abattu : pH 5,6;

terreau d'une cavité équivalente sur un saule vivant : pH 5,8.

De même pour deux châtaigniers les pH respectifs obtenus étaient 3,2 et 3,7.

Dans une cavité à demi abritée, le terreau soumis à la pluie est moins acide que le terreau sec. Pour une cavité de châtaignier le terreau mouillé avait pour pH 4,6 et le pH du terreau sec était 4,3. Dans un saule les deux pH correspondants étaient 6 et 5,6.

Malgré ces variations le pH semble peu influer sur la faune entomologique puisque beaucoup d'espèces habitent aussi bien les terreaux de saules que ceux de châtaigniers dont les pH sont pourtant très différents.

De plus, dans une même cavité les zones de mue, de nymphose, d'activité des jeunes larves et de séjour des larves âgées sont bien délimitées mais elles ont toutes le même pH.

L'étude du pH a cependant un grand intérêt; elle permet de déterminer les stades d'évolution des terreaux dans deux cavités de même type.

Enfin les exemples précités montrent que les variations du pH sont parallèles à celles du rapport entre les éléments organiques et minéraux. De même, au fur et à mesure que le pH s'élève, la densité de la population des Coléoptères Alleculides diminue en même temps que le pourcentage des Diptères augmente, ceci non à cause des variations du pH mais parce que la quantité d'éléments ligneux régulateurs thermiques et hydriques diminue.

Ces quatre facteurs pH, rapport éléments organiques/éléments minéraux, densité de population des Alleculides, pourcentage des Diptères sont étroitement liés et montrent la complexité des interactions qui s'exercent dans un habitat cependant restreint.

(*) Séance du 7 mars 1960.

(*Station biologique des Eyzies, Dordogne;*
*Laboratoire d'Entomologie du Muséum national d'Histoire naturelle, Paris.*)

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Importance de la température dans la préparation d'extraits auxines-oxydasiques.* Note de M. **Paul-Émile Pilet**, présentée par M. Raoul Combes.

Le rôle joué par la température, sur l'activité d'un extrait auxines-oxydasique (mesurée par la destruction enzymatique de l'acide β-indolylacétique), est précisé. Il conviendra de réfrigérer le matériel (ici racines et cultures de tissus) et non de les congeler. L'extrait sera conservé à l'obscurité (+ 2° C) et garde, dans ces conditions, son activité pendant 24 h environ après sa préparation.

Dès les premiers travaux [1], consacrés à l'étude de l'inactivation enzymatique des composés auxiniques et tout spécialement de l'acide β-indolyl-acétique (ABIA), des techniques particulières [2] ont été proposées pour extraire les auxines-oxydases. A plusieurs reprises, nous avons montré [3] à quel point des variations de la température pouvaient influencer l'activité de ces extraits. Dans cette Note préliminaire, nous rapporterons quelques-uns des résultats obtenus à ce propos.

Rappelons tout d'abord la méthode usuelle [4] de préparation des extraits pour l'analyse *in vitro* :

Les tissus utilisés sont pesés [et dans une série d'essais parallèles on détermine leur teneur en protéines [5]] puis broyés (à — 16° C) en présence de $SiO_2$ et d'une certaine quantité (1-3 ml) d'une solution tampon (40 ml $KH_2PO_4$, $1.10^{-1}$ M + 10 ml $Na_2HPO_4$, $1.10^{-1}$ M; pH 6,1). L'extrait est ensuite centrifugé (15 mn, 4 000 g) et décanté (10 ml). On prélève 2 ml de l'extrait, on ajoute 6 ml d'une solution tampon de pH 6,1 et (temps 0) 2 ml d'ABIA (50 μg/ml). Après une incubation de 60 mn (28° C, obscurité, agitation), à 1 ml de ce mélange, on ajoute 8 ml de réactif de Salkowski modifié [3 ml $FeCl_3$ 1,5 M-60 ml $H_2SO_4$ (1,84; P. M. 98,08)-100 ml $H_2O$] et 1 ml d'alcool éthylique. L'analyse se fait au colorimètre Klett-Summerson (filtre n° 54 : 535 ± 35 mμ).

Avant la préparation des extraits, nous avons conservé les tissus pendant un certain temps (4 h) à l'obscurité et à une température déterminée (— 20, + 2 et + 20° C); c'est ce que nous appellerons le *traitement* 1. Une fois les extraits obtenus par la technique précédemment décrite, et avant de procéder à l'analyse de leur activité auxines-oxydasique, nous les avons déposés à l'obscurité pendant un certain temps (1/2 h) à une température donnée (+ 2 et + 20° C); c'est ce que nous appellerons le *traitement* 2.

Pour ces expériences, nous avons utilisé le matériel suivant :

1° des pointes (6 mm à partir du sommet) de racines du *Lens* de 18 mm de longueur [6];

2° des tissus de carotte cultivés *in vitro* (cultures primaires de 24 jours) [7] : dans ce cas, les dosages ont porté : *a.* sur les fragments de racines (région médiane) et *b.* sur les néoformations.

Les résultats de ces essais sont reportés dans le tableau I. Nous en tirerons les conclusions suivantes :

1° Lorsque le matériel, avant d'être employé pour la préparation des

extraits enzymatiques, est conservé à basses températures (jusqu'à + 2° C), ses auxines-oxydases sont relativement plus actives. Par contre, s'il est congelé, la destruction de l'ABIA, que ses enzymes provoquent, est réduite; ceci peut s'expliquer par le changement brusque de la température (à la sortie du congélateur) qui inactiverait les systèmes enzymatiques.

Tableau I.

*Action de la température sur l'activité auxines-oxydasique*

(exprimée en microgrammes d'ABIA détruits pendant 60 mn et pour 1 mg d'azote protéinique).

*Traitement* 1 : Conservation du matériel (4 h) avant la préparation de l'extrait.

*Traitement* 2 : Conservation de l'extrait (1/2 h) avant le dosage colorimétrique.

| Températures (°C). | | Racines de 18 mm (*Lens*). | Cultures primaires *carotte*. | |
|---|---|---|---|---|
| Traitement 1. | Traitement 2. | Fragments de 6 mm. | Fragments. | Néoformations. |
| −20 | + 2 | 80 (?) | 163 | 57 |
| | +20 | 82 | 169 (?) | 53 |
| + 2 | + 2 | 105 | 224 | 62 (?) |
| | +20 | 114 (?) | 212 | 70 |
| +20 | + 2 | 75 | 147 | 51 |
| | +20 | 74 | 140 | 42 |

2° Si l'on place l'extrait, avant l'analyse auxines-oxydasique, à basses températures, on lui conserve son activité.

Cette seconde remarque nous a amené à étudier le rôle joué par la température sur la conservation de l'extrait enzymatique. Nous nous bornerons à l'examen des résultats obtenus pour des fragments de racines. On peut voir dans le tableau II que, si à + 2° C, l'extrait conserve longtemps son activité initiale, celle-ci est réduite d'autant plus fortement que la température s'élève.

Tableau II.

*Action de la température sur la conservation d'extraits enzymatiques (racines du* Lens).

L'activité auxines-oxydasique est également rapportée en microgrammes d'ABIA détruits pendant 60 mn, pour 1 mg d'azote protéinique.

Avant la préparation de l'extrait, le matériel est conservé 4 h à l'obscurité et à + 2° C.

| Températures (traitement 2) (°C). | Temps en heures | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | 1/2. | 1. | 2. | 4. | 8. | 24. | 48. |
| + 2 | 105 | 110 (?) | 103 | 103 | 95 | 90 | 77 |
| +20 | 114 (?) | 91 | 94 (?) | 67 | 45 | 21 | 15 |
| +40 | 81 | 70 | 52 | 34 | 19 | 8 | 2 |

Ainsi, pour conserver l'activité d'un extrait contenant un système enzymatique capable d'inactiver *in vitro* l'ABIA, il convient d'opérer sur un matériel préalablement réfrigéré et non congelé; des mesures valables peuvent encore être faites, 24 h après la préparation de cet extrait, s'il a été gardé à l'obscurité et à + 2° C.

(1) P. M. Ray, *Ann. Rev. of plant physiol.*, 9, 1958, p. 81.
(2) A. W. Galston et L. Y. Dalberg, *Amer. J. Bot.*, 41, 1954, p. 373; P. E. Pilet et A. W. Galston, *Physiol. Plantarum*, 8, 1955, p. 888; P. M. Ray et K. V. Thimann, *Arch. Biochem. Biophys.*, 64, 1956, p. 175; R. E. Stutz, *Plant Physiol.*, 32, 1957, p. 31.
(3) P. E. Pilet, *Experientia*, 13, 1957, p. 35; *Physiol. Plantarum*, 10, 1957, p. 798.
(4) P. E. Pilet, *Rev. gén. Bot.*, 64, 1957, p. 106.
(5) P. E. Pilet et P. A. Siegenthaler, *Bull. Soc. bot. suisse*, 69, 1959, p. 58.
(6) P. E. Pilet, *Physiol. Plantarum*, 10, 1957, p. 708; *Rev. gén. Bot.*, 66, 1959, p. 450.
(7) P. E. Pilet, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1141.

PHYTOGÉNÉTIQUE. — *Sur un Ascomycète intéressant pour l'étude de certains aspects du problème de la structure du gène.* Note (*) de M. **Georges Rizet**, Mlle **Nicole Engelmann**, Mme **Christiane Lefort**, MM. **Pascal Lissouba** et **Jean Mousseau**, présentée par M. Roger Heim.

Près de 300 mutants dont l'anomalie est visible sur l'ascospore ont été obtenus chez l'*Ascobolus immersus.* La plupart d'entre eux se répartissent en une vingtaine de *séries.* Les mutants d'une même *série* se comportent comme des *homo-* ou des *hétéro-allèles.* Les recombinaisons sauvages étant détectables immédiatement, il est possible d'analyser en grand nombre les tétrades qui les contiennent.

L'*Ascobolus immersus* est un Ascomycète coprophile très répandu dont il est facile d'obtenir les fructifications en conservant des déjections d'herbivores dans des conditions convenables de température et d'humidité.

Nous avons isolé de nombreuses souches sauvages, toutes hétérothalliques comme celles déjà décrites (1) et qui appartiennent, quelle que soit leur origine, à deux groupes interstériles. Beaucoup de ces souches montrent de nombreuses ascospores avortées, et ces anomalies sont encore beaucoup plus fréquentes dans la descendance des croisements entre souches différentes. Il semble donc que deux espèces ou sous-espèces, portant le même nom, présentant chacune un polymorphisme considérable, se côtoient dans la nature.

Il existe cependant des souches sauvages ne montrant pratiquement pas d'anomalies dans leur descendance, et qui, malgré leur hétérogénéité originelle certaine, peuvent être utilisées par le généticien. Cette hétérogénéité est évidemment un inconvénient; le fait que les huit ascospores ne soient pas disposées linéairement en constitue un autre. Cependant, cette espèce présente des avantages considérables. Les spores, brun foncé à maturité, sont de très grande taille (65-75 μ) et s'isolent avec une étonnante facilité. La dissection des asques est inutile puisqu'à maturité les huit spores sont projetées groupées : il suffit alors de les recueillir à la surface d'un milieu gélosé. Sur une solution de bacto-peptone gélosée, fraîchement préparée, les spores de la souche actuellement utilisée germent pratiquement toutes après un chauffage à 40° pendant 3 à 12 h. Un cycle complet, à condition qu'on entretienne une humidité suffisante et un éclairement au moins intermittent, s'effectue en une douzaine de jours à 25-26°. Sur crottin de cheval stérilisé, des fructifications très nombreuses se forment sur toute la surface du milieu. Comme les asques d'une culture sont projetés isolément pendant plus de huit jours, il est possible d'en recueillir les projections successives sur des écrans où l'on pourra observer très rapidement les tétrades bien isolées les unes des autres.

Ce dernier aspect est particulièrement favorable, si l'on s'intéresse aux mutations concernant les ascospores, puisque, d'une part de telles mutations sont faciles à repérer, et d'autre part, s'il s'agit de gènes à action

autonome, des milliers de ségrégations peuvent être vues en quelques minutes. De tels mutants ont déjà été décrits chez cette espèce (*loc. cit.*) ou d'autres espèces du même genre ([2]) et, même *a priori*, on peut penser que leur obtention est facile. On sait, en effet, que l'histoire de la pigmentation de l'ascospore est un phénomène compliqué ([4]) nécessitant une synthèse du pigment dans l'épiplasme, sa migration sur la membrane et même divers stades au cours de sa fixation. Un mécanisme aussi complexe doit pouvoir être interrompu ou modifié à la suite de mutations variées.

Nous avons recherché de tels mutants, soit après action des rayons ultraviolets, soit après irradiation aux rayons X, soit apparus spontanément. Les ultraviolets, sur ces ascospores colorées, polynucléées à maturité, sont pratiquement inefficaces. Les mutants obtenus sous l'action des rayons X correspondent souvent à des accidents chromosomiques.

La méthode la plus efficace consiste à rechercher des mutants spontanés : on observe des champs de tétrades sauvages et l'on isole celles qui montrent quatre ascospores aberrantes sur huit. Ces asques correspondent presque toujours à l'apparition d'un mutant. La fréquence des tétrades contenant un mutant nouveau est de l'ordre de $10^{-3}$.

Nous avons isolé de cette manière près de 300 mutants. L'isolement de quelques centaines de mutants nouveaux est facilement réalisable.

Tous ces mutants sont monogéniques : chacun d'eux, croisé avec la forme sauvage, donne une ségrégation 4:4. Les anomalies recueillies concernent la taille, la forme, la pigmentation et l'ornementation des spores. Les variations de taille sont peu utilisables car elles sont ou de faible amplitude et difficiles à repérer, ou plus importantes, mais elles résultent alors d'accidents chromosomiques. La forme des ascospores n'est vraiment aberrante que pour un mutant (spores non pigmentées et arrondies). Six mutants, correspondant à deux phénotypes, produisent des ascospores à membrane rugueuse. Le pigment, chez une trentaine d'autres, est présent à la surface des spores sous forme de granulations sphériques, de coloration normale, plus ou moins nombreuses et plus ou moins intimement fixées à la membrane.

Chez tous les autres mutants, l'anomalie concerne la coloration : les spores sont, soit légèrement pigmentées, soit nettement blanches. Seules ces dernières, de beaucoup les plus nombreuses, ont finalement été retenues à cause de la netteté des ségrégations auxquelles elles conduisent. Nous en possédons près de 200 dont l'origine, dans 95 % des cas au moins, est indépendante.

Les rapports entre ces divers mutants ont été recherchés et une abondance considérable de ségrégations visibles intéressant un, deux ou trois couples de gènes ont été observées. Malgré des centaines de milliers d'asques analysés ces rapports sont loin d'être totalement établis. Dans chaque croisement il est facile de distinguer les tétrades parentales, les tétrades recombinées et les tétratypes. La fréquence relative de ces trois catégories

a permis de relever de nombreux cas d'indépendance ou de linkage entre deux couples. Toutefois, momentanément, ce qui ressort le plus nettement de cette analyse, c'est la répartition en *séries* des mutants trouvés.

Une même *série* groupe tous les mutants qui, montrant le même phénotype, ne fournissent pas ou plus fréquemment fournissent très peu de recombinaisons sauvages lorsqu'on les croise deux à deux (au maximum de l'ordre de 1 %). Chaque *série* paraît ainsi correspondre à un « *locus* » complexe, les divers éléments se comportant comme des *homo-* ou des *hétéro-allèles* au sens de Roman (4).

Ainsi les nombreux mutants paraissent correspondre à un nombre beaucoup plus faible de « *loci* », variable d'ailleurs avec l'anomalie envisagée, et dont le nombre peut précisément donner une idée de la complexité du déterminisme génétique du caractère considéré. Les mutants à spores rugueuses se groupent en deux *séries*; la presque totalité des mutants à spores granuleuses s'intègrent également en deux *séries*. Au contraire, les mutants à spores blanches correspondent à plus de vingt « *loci* » indépendants ou au moins le plus souvent éloignés les uns des autres, la *série* la plus longue comprenant actuellement 13 éléments, plusieurs 10 ou plus, mais parfois aussi deux ou même un seul.

Au sein d'une *série*, il est facile de détecter et de calculer la fréquence des recombinaisons sauvages puisqu'un seul examen des tétrades suffit. Il est également facile d'analyser les tétrades contenant ces spores sauvages. Des analyses préliminaires de ce type nous ont montré que, assez fréquemment, à l'intérieur d'un « *locus* » les fréquences des recombinaisons ainsi calculées n'étaient pas additives; elles nous ont montré également que, dans une tétrade, l'existence de spores sauvages n'impliquait pas obligatoirement l'existence de spores double-mutantes, donc d'enjambement classique.

L'existence de ces anomalies et de quelques autres, ajoutée à la facilité de détection des tétrades avec recombinants sauvages nous a alors incité à étudier de plus près quelques-unes de ces séries. Nous rapporterons bientôt les premiers résultats de cette étude.

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) G. Rizet, *Comptes rendus*, 208, 1939, p. 1669.
(2) G. Bistis, *Bull. Torrey Bot. Club*, 83, 1956, p. 35.
(3) M. Le Gal, *Comptes rendus*, 215, 1942, p. 167.
(4) H. Roman, *Cold Spring Harbour Symposia on quantitative Biology*, 21, 1956, p. 175.

(*Laboratoire de Génétique physiologique du C. N. R. S.*)

PHYTOGÉNÉTIQUE. — *Sur la structure génétique de l'espèce* Podospora anserina *et sur l'intérêt de cette structure pour certaines recherches de génétique.* Note (*) de MM. **Jean Bernet**, **Karl Esser**, M[lles] **Denise Marcou** et **Janine Schecroun**, présentée par M. Roger Heim.

Les différents jordanons homocaryotiques qui constituent l'espèce *P. anserina* permettent l'analyse génétique précise de phénomènes observés dans les hybridations interspécifiques (fertilité atténuée, gamétophytes létaux) et mettent en évidence des rapports très étroits entre l'impossibilité de certaines hétérogreffes et des anomalies de fertilité.

L'Ascomycète *Podospora anserina* est une « bonne espèce » à aire de répartition très vaste et dont les fructifications se rencontrent par petits groupes sur les excréments d'herbivores placés dans des conditions convenables de température et d'humidité.

A plus de vingt reprises, nous avons isolé des ascospores de périthèces sauvages. Chaque spore conduit à une souche et l'ensemble des souches issues de périthèces trouvés côte à côte constitue une *souche collective.* L'origine de ces souches est très variée : nous en avons de la plupart des régions de France, de la mycothèque de Baarn et des États-Unis.

L'asque est généralement tétrasporé : chacune des quatre spores contient un noyau + et un noyau —. Cette structure habituelle correspond à une post-réduction presque constante du couple +/— ([1]). Il se forme parfois des spores uninucléées dont les noyaux sont + ou — et les souches qui en sont issues autostériles. Les spores binucléées au contraire, donnent des souches autofertiles. L'espèce est donc pratiquement homothallique, ce caractère résultant de la coexistence, dans la spore, de deux noyaux de signes différents. Ce dualisme est identique à celui des espèces hétérothalliques bipolaires.

Chaque souche + ou — produit des éléments femelles (ascogones) et des éléments mâles (microconidies ou spermaties, très petites, uninucléées, très pauvres en cytoplasme et incapables de germination autonome). Lorsqu'on confronte une souche + et une souche —, il se fait à leur rencontre non pas un, mais deux croisements réciproques. On peut réaliser l'un ou l'autre séparément par spermatisation ([2]).

La structure binucléée des spores indique que, dans la nature, l'espèce doit exister sous forme de mycéliums hétérocaryotiques (+—). Rien ne s'oppose à la réalisation de structures hétérocaryotiques résultant soit de mutations, soit d'anastomoses entre mycéliums différents. Si, de plus, on envisage le double aspect, uniparental et biparental, de la reproduction de cette espèce, on peut se demander quelle est finalement sa structure génétique.

D'après le résultat de recherches variées poursuivies le plus souvent dans d'autres buts, voici quelle est la structure de l'espèce *P. anserina.*

1° *Chaque souche collective constitue une unité homogène*, qu'on envisage les isolements originels ou les nombreuses descendances obtenues. Tous les croisements sont fertiles. Aucun barrage ne se produit entre mycéliums différents. Chacune de ces souches est donc parfaitement définie, c'est l'équivalent d'une race pure. La seule hétérogénéité décelable concerne le signe, les noyaux étant + ou — et l'asque toujours hétérozygote pour le couple +/—.

2° *Toutes les souches collectives étudiées sont génétiquement différentes.*

*a.* Le seul examen du mycélium révèle fréquemment des différences, mais toujours faibles et dans tous les cas insuffisantes pour atténuer la notion de *souche sauvage.*

*b.* Si on les maintient en multiplication végétative ininterrompue, toutes deviennent sénescentes, mais chacune d'elles montre une longévité caractéristique ([3]). Les écarts observés sont importants, les longévités variant de moins de 15 jours à plusieurs mois, avec tous les intermédiaires. Pour toutes les souches, la sénescence apparaît plus tardivement pour les mycéliums + que pour les mycéliums —.

*c.* A une exception près (souches *s* et *N*), un barrage se forme à la rencontre de deux souches d'origine différente. A l'échelle des filaments, ces barrages se traduisent dans tous les cas par la mort plus ou moins rapide des articles mixtes formés par anastomoses. Dans le cas des barrages entre souches *S* et *s*, cette mort représente le terme d'une incompatibilité cytoplasmique ([4]). Un barrage ne s'oppose pas obligatoirement au croisement des souches confrontées. Il est alors possible d'en analyser le déterminisme génétique. Dans les cas les plus simples, deux gènes allèles ([5]), ([6]), ([7]) ou non allèles (*loc. cit.*), ([8]) peuvent suffire à provoquer le barrage; mais généralement, entre jordanons différents, plusieurs mécanismes se trouvent superposés (*loc. cit.*).

*d.* Toutefois les barrages entre deux souches s'accompagnent fréquemment d'une diminution de fertilité pouvant aller jusqu'à la stérilité totale. Cette stérilité n'intéresse parfois qu'un des deux croisements réciproques; on parle alors de semi-incompatibilité (*loc. cit.*).

La descendance de divers croisements fertiles entre souches donnant barrage a été étudiée par la méthode de l'analyse des tétrades. Parmi les ségrégations mendéliennes observées, les plus singulières concernent l'apparition de souches très aberrantes à croissance lente, dans lesquelles beaucoup de filaments meurent. Dans les cas bien analysés, l'anomalie est déterminée par deux gènes : le cas des souches $a_1 b$ et $c_1 v$ a déjà été rapporté ([8]); le cas des souches *Ba Be* et *Ba Bi* le sera bientôt. Comme il s'agit de recombinaisons de gènes qui, séparément chez les parents, n'altéraient pas la croissance, on peut considérer ces souches comme de véritables *létaux synthétiques* ([9]).

*e.* De tels létaux synthétiques n'ont été observés que dans le cas de

souches donnant barrage entre elles et dont le croisement montre une fertilité atténuée.

*Conclusions.* — 1° Il est clair que l'espèce *P. anserina* est la somme d'une poussière de sous-unités, de jordanons génétiquement différents dont chacun est homocaryotique pour tous les gènes à l'exception du signe. Cette structure résulte du mode uniparental de la reproduction. Le caractère tétrasporé avec post-réduction presque constante du signe paraît avoir enlevé toute importance à l'hétérothallisme primitif. *Chaque souche sauvage constitue donc un matériel immédiatement utilisable pour des recherches de génétique.*

2° Trois types d'aberrations ont été relevés dans les rapports entre deux souches collectives : un barrage pratiquement constant, une fertilité souvent réduite et parfois des recombinaisons létales dans la descendance de leurs croisements. Le barrage, résultat d'une incompatibilité cytoplasmique, traduit en quelque sorte, au niveau cellulaire, l'impossibilité des hétérogreffes. Ces diverses anomalies sont génétiquement analysables chez *Podospora*, où elles résultent de différences portant sur un nombre limité de gènes, parfois deux seulement. Dans ce cas, ces deux gènes provoquent à la fois l'incompatibilité cytoplasmique et la diminution de fertilité. Comme ces anomalies sont en somme identiques à celles qu'on observe dans les croisements interspécifiques, on peut se demander si l'*étude des différents jordanons d'une espèce à autofécondation ne constituerait pas un moyen de comprendre la nature des différences entre espèces.*

3° D'un point de vue encore plus général, le fait que le barrage et l'impossibilité de croisement résultent du même déterminisme génétique *pose* clairement le *problème des rapports entre la compatibilité cytoplasmique et la possibilité d'une hybridation.*

(*) Séance du 29 février 1960.

(1) G. Rizet et C. Engelmann, *Rev. Cytol. et Biol. Vég.*, 11, 1949, p. 21.
(2) F. Monnot, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 2263.
(3) G. Rizet, *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 1106.
(4) G. Rizet et J. Schechroun, *Comptes rendus*, 249, 1959, p. 2392.
(5) G. Rizet et G. Delannoy, *Comptes rendus*, 231, 1950, p. 588.
(6) G. Rizet et K. Esser, *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 666.
(7) K. Esser, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 1731.
(8) K. Esser, *Z. Vererbungslehre*, 90, 1959, p. 29.
(9) Th. Dobzhansky, *Genetics*, 31, 1946, p. 269.

ENTOMOLOGIE. — *Descriptions d'organes adaptés à la dissémination des champignons chez les* Scolytoidea (*Coléoptères*). Note (*) de MM. **André Roche** et **Jean Lhoste**, présentée par M. Roger Heim.

Il a été décrit récemment, par Grosmann (¹) et par Lhoste et Roche (²), chez les femelles appartenant à quelques espèces du groupe des *Scolytoidea* mycétophages, des organes spéciaux dans lesquels ont été décelés des spores et des filaments mycéliens. Ces organes, en forme de poche, sont constitués par un repli de la membrane intersegmentaire, reliant le *pronotum* au *mésonotum*.

L'organe prothoracique semble jouer un rôle capital dans l'ensemencement des galeries de ponte forées par la femelle et, par suite, dans la biologie des larves dont la nourriture est constituée exclusivement de matériaux mycotiques (spores et mycélium).

La poursuite de nos recherches chez d'autres espèces originaires de Côte-d'Ivoire (³) nous a permis de déceler deux nouveaux types d'organes prothoraciques :

1. *Utricules.* — Ce type d'organe a été découvert chez *Platypus hintzi* Schauf. Il en existe une paire située au tiers postérieur du *pronotum*, de part et d'autre de la ligne médiane. Sur coupe transversale, leur forme utriculaire est caractéristique. Le diamètre de l'outre est d'environ 300 μ, l'épaisseur de la chitine étant de 20 μ.

A l'intérieur de la cupule se trouvent de nombreux organites serrés les uns contre les autres, possédant les caractéristiques d'éléments sporaux de champignons inférieurs. La paroi profonde de l'utricule est bordée de quelques cellules hypodermiques modifiées, pourvues d'un canalicule qui traverse la chitine et débouche à l'intérieur de l'organe. L'examen de nombreux individus nous a permis de déceler des faciès différents du contenu utriculaire, nous incitant à supposer que le champignon évolue

Explications des Figures.

Fig. *a*. — *Platypus hintzi* Schauf. Utricule prothoracique à l'intérieur de laquelle on distingue la masse mycélienne dont les éléments ont environ 15-20 μ de diamètre. La flèche indique les cellules hypodermiques modifiées.

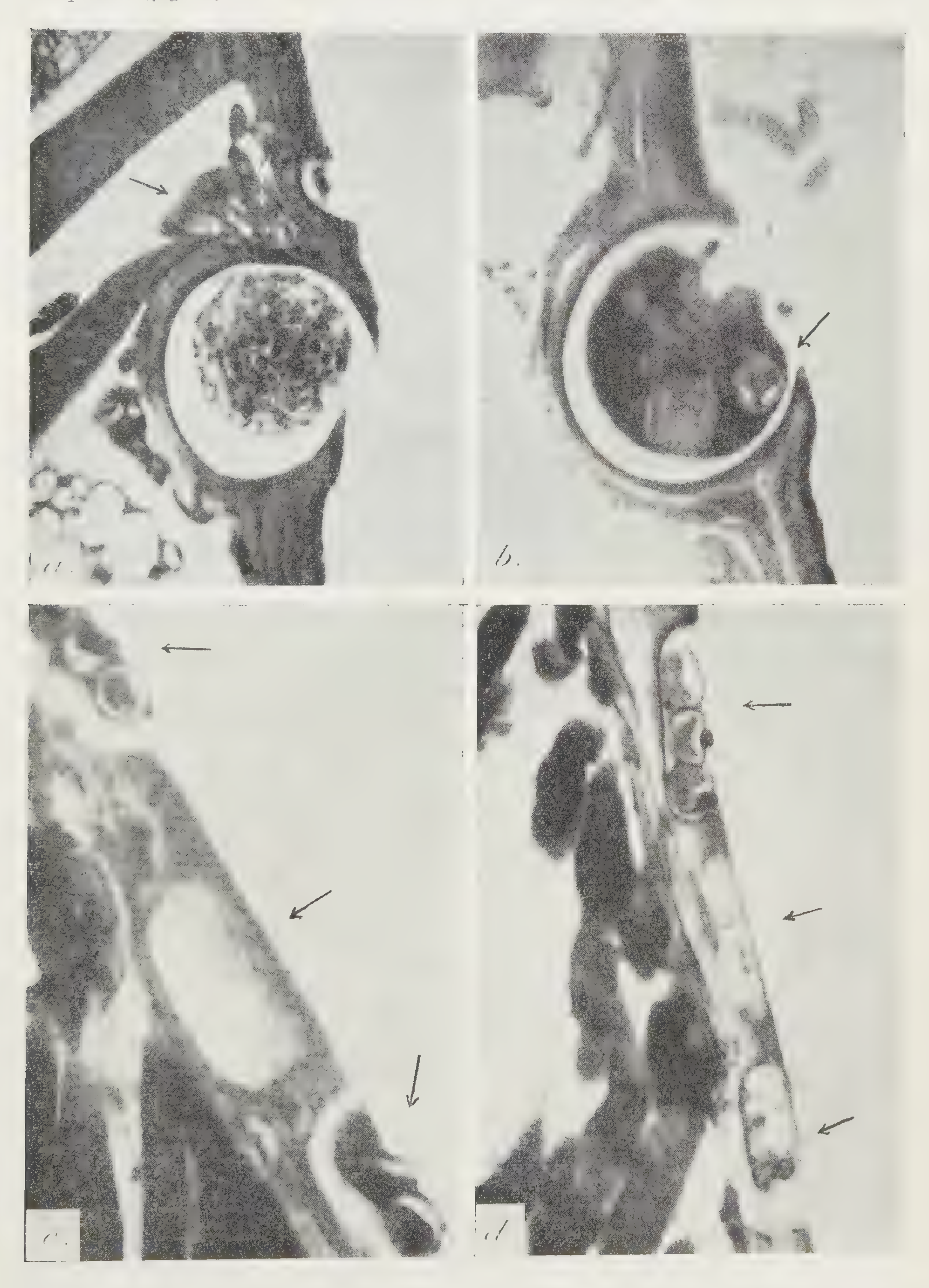
Fig. *b*. — *Platypus hintzi* Schauf. Utricule prothoracique chez un autre individu. On remarquera la structure toute différente du contenu et la présence d'organites qui peuvent être assimilés à des chlamydospores.

Fig. *c*. — *Periomatus excisus* Strohm. Trois logettes intrachitineuses, marquées par des flèches; deux d'entre elles contiennent des chlamydospores dont le diamètre est d'environ 50 μ.

Fig. *d*. — *Periomatus camerunus* Schedl. Trois logettes intrachitineuses. Dans l'une d'entre elles, on distingue nettement trois spores d'environ 50 μ de diamètre.

Toutes les photomicrographies sont à la même échelle (G × 150).

à l'intérieur de l'organe, mais il est vraisemblable que ces réceptacles abritent tantôt des blastospores ou conidies (*fig. a*), tantôt des chlamydospores (*fig. b*).



2. *Alvéoles.* — Ce type d'organe a été observé chez *Periomatus camerunus* Schedl. et chez *P. excisus* Strohm. Suivant l'espèce, ces alvéoles mesurent de 50 à 70 μ de hauteur et de 250 à 300 μ de longueur. Elles sont ovoïdes, largement ouvertes. Seuls, des organites rappelant des chlamydospores de champignon ont été observés par groupe de quelques unités. Aucune cellule hypodermique spéciale ne semble exister dans le voisinage des alvéoles (*fig. c* et *d*)

Les deux catégories d'organes décrits correspondent très vraisemblablement à des stades différents d'adaptation au transport et à la dissémination des champignons indispensables à l'alimentation des larves.

Les dispositifs utriculaires sont très proches, au point de vue de leur organisation, des poches intersegmentaires décrites précédemment. Au contraire, les alvéoles ne semblent jouer qu'un rôle mécanique dans le transport des éléments sporaux.

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) Grosmann, *Z. Morph. u. Okol.*, 45, 1956, p. 275-308.

(2) J. Lhoste et A. Roche, *Café, cacao, thé*, 3, n° 2, 1959, p. 76-86.

(3) M. Cachan Directeur du Laboratoire d'Entomologie de l'I.D.E.R.T., Adiopodoumé, Côte-d'Ivoire, nous a procuré le matériel.

(*Laboratoire d'Anatomie et d'Histologie comparées de la Sorbonne.*)

ENTOMOLOGIE. — *L'évolution de l'appareil d'accrochage de la trompe de quelques Lépidoptères.* Note (*) de M^me **Monique Charlaxes**, transmise par M. Albert Vandel.

Dans une Note précédente [1], nous avons défini la nomenclature et les fonctions mécaniques de chacune des coaptations qui assurent la réunion des galéas des deux maxilles formant la trompe des Lépidoptères.

Nous avons principalement souligné l'importance de la coaptation postérieure qui joue le plus souvent un rôle essentiel dans l'accrochage des deux organes symétriques et comporte fréquemment des appareils d'une grande complexité mécanique.

L'étude comparative de cette coaptation postérieure (par observations *in toto* et sur coupes histologiques) chez quelques espèces de Lépidoptères, choisies, de préférence, dans des familles différentes, nous a permis de mettre en évidence une série évolutive continue qui montre tous les intermédiaires entre le système d'accrochage le plus simple (Cheimatobie) et les appareils les plus perfectionnés qu'on peut observer chez quelques Sphingides. La figure 1 montre les principales étapes de cette évolution qui s'est faite pour chacun des crochets (interne et externe) dans deux voies différentes et complémentaires :

— le crochet externe, aplati et simple chez la Cheimatobie, subit un raccourcissement et un épaississement accompagné de l'apparition de plus en plus marquée d'un talon qui assure une coaptation plus étroite avec la cavité du côté opposé;

— le crochet interne, en forme d'épine simple, très oblique chez la Cheimatobie, marque une tendance à l'aplatissement et se transforme en une lame, plissée de plus en plus large et très légèrement déportée sur le côté.

Nous reconnaissons donc provisoirement quatre types principaux de coaptation postérieure :

— type I : *Cheimatobie* (pas de talon, coaptation assurée par enchevêtrement des crochets internes en forme d'épine);

— type II : *Vanessa*, *Plebeius argus* (un talon très faiblement marqué, crochet interne aplati, très pointu et très déporté sur le côté);

— type III : *Pieris*, *Plusia*, etc. (talon mieux marqué, épaississement du crochet externe, crochet interne plissé et peu déporté sur le côté);

— type IV : *Herse convolvuli*, *Macroglossa*, *Hyloïcus ligustri* (talon très important, les deux crochets sont soudés en une pièce unique; les dispositifs d'accrochage sont variés mais toujours complexes).

On peut se demander si de tels dispositifs traduisent une évolution des différentes espèces et sont caractéristiques de familles systématiques définies. Or nos observations nous conduisent à penser que ces systèmes

de coaptation sont plutôt des caractères d'adaptation à un mode de nutrition exactement défini. Il semble, en effet, que le perfectionnement du système de coaptation soit étroitement lié à la longueur totale de la trompe. En effet, dans une même famille (chez les Sphingides par exemple) on peut trouver à la fois des systèmes de coaptation simples (exemple : *Sphinx ocellata*) et d'autres très complexes (*Herse convolvuli*, *Macroglossa*, etc.). En outre, on peut remarquer que chez les types précédemment définis, le degré de complexité de la coaptation est sensiblement proportionnel à la longueur de la trompe. En effet, la trompe de la Cheimatobie (type I) est très courte (de l'ordre de 1 mm); les trompes des espèces appartenant aux types II et III ont une longueur variant entre 12 et 14 mm,




Schéma des crochets maxillaires postérieurs de quelques Lépidoptères vus en coupe (*en haut*) et de face (*en bas*).
I. Cheimatobie; II. Vanesse; III. Noctuelle; IV. *a*. Sphinx du liseron; *b*. *Macroglossa*.

tandis que les trompes des espèces possédant des crochets perfectionnés (type IV) comme *Macroglossa* ou *Herse convolvuli*, mesurent respectivement 25 et 75 mm.

Il est évident que le perfectionnement du système de coaptation n'est pas rigoureusement lié à la seule longueur absolue de la trompe : nous avons pu observer, par exemple, que la sclérification externe des téguments, l'importance relative de la gouttière alimentaire varient également avec l'importance des pièces buccales, et c'est sans doute l'ensemble de tous ces caractères qui, associé à la solidité de la coaptation postérieure, correspond en définitive à une *adaptation mécanique* nécessaire au fonctionnement de l'appareil buccal si perfectionné des Lépidoptères.

(*) Séance du 7 mars 1960.
(1) *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 1345.

(*Laboratoire d'Entomologie, Faculté des Sciences, Toulouse.*)

CYTOLOGIE. — *Le glycogène des tubes de Malpighi de* Gryllus domesticus (*Orthoptère Gryllidæ*). Note (*) de M. **André Berkaloff**, présentée par M. Pierre P. Grassé.

Le glycogène des tubes de Malpighi de *Gryllus domesticus* est essentiellement sous forme particulaire ; il participe à la formation des mucoprotéines dans les mucocytes. Ceux-ci possèdent les ultrastructures classiques des cellules excrétrices banales dont ils sont une forme particulière.

Le glycogène est toujours présent dans les tubes de Malpighi des Orthoptères mais de façon irrégulière comme l'a montré R. Martoja [1].

Cependant chez *Gryllus domesticus*, ce glycogène, tout en ayant une concentration variable dans les cellules, a une répartition relativement constante. Il existe un gradient qui mène des cellules de la portion distale du tube qui en sont pratiquement dépourvues aux cellules du tube collecteur qui en possèdent souvent en passant par un maximum au niveau de la base des tubes.

L'examen au microscope électronique de ce glycogène montre que celui-ci est sous forme particulaire (*fig.* 1 et 2) et qu'il correspond très sensiblement à celui décrit dans des organes différents par Bondareff [2], Luft [3], Carasso [4].

Du point de vue histochimique le contrôle est possible lorsque les particules sont groupées en amas de taille appréciable comme ceux illustrés par les figures 1 et 2; il a été effectué selon la technique de Hotchkiss-Mac Manus et à l'aide du carmin de Best complété par les tests classiques à l'amylase.

Comme dans la plupart des cas de glycogène particulaire nous ne savons pas encore si les grains représentent le glycogène lui-même ou la protéine auquel il est lié, en effet il s'agit là très probablement de glycogène lié, de desmoglycogène tel que l'a défini Wilstaetter [5], son assez grande stabilité lors des fixations semble d'ailleurs le confirmer.

L'origine de ce glycogène est difficile à élucider. Martoja [1] a déjà signalé que les mitochondries ne semblent pas en cause dans sa synthèse et envisage une origine nucléaire sans pouvoir conclure quoique cela semble vraisemblable. N. Carasso [4] a montré l'origine ergastoplasmique du glycogène particulaire des cellules visuelles des Batraciens. Dans les tubes de Malpighi du grillon on ne trouve pas trace de lames ergastoplasmiques au contact des particules de glycogène (*fig.* 3 et 4); par conséquent celui-ci, tout au moins sous sa forme particulaire, n'est pas lié à l'ergastoplasme et apparaît dans le cytoplasme. Néanmoins il faut signaler que les cellules à glycogène sont plus basophiles que les cellules qui en sont dépourvues et, à l'examen au microscope électronique, montrent un ergastoplasme rudimentaire mais net.

On peut noter par ailleurs un phénomène curieux dans certaines cellules : il arrive, en effet souvent, notamment dans les cellules du tube collecteur, que lorsque la quantité de glycogène devient assez grande la plupart des mitochondries dégénèrent simultanément; la figure 7 en est un bel exemple et nous montre, entre deux cellules normales, une cellule chargée en glycogène où la presque totalité des mitochondries a disparu laissant la place à des globules incolores.

Nous n'avons pu établir clairement le rôle de ce glycogène dans le métabolisme des cellules excrétrices banales, mais l'examen au microscope électronique des mucocytes montre qu'il doit intervenir dans la synthèse des mucoprotéines. En effet, ces mucocytes possèdent un cytoplasme très particulier, rempli de systèmes lamellaires enserrant les boules de mucus; le glycogène est dispersé entre les lames, sa densité étant maximale dans les zones où il y a le moins de mucus (*fig.* 5). Il semble donc que le glycogène se transforme progressivement en mucoprotéines par l'intermédiaire du système de lames.

Les mucocytes ne sont d'ailleurs, comme le montrent les figures 5 et 6, que des cellules normales ayant suivi une évolution particulière, en effet la figure 5 montre qu'ils possèdent des cytomembranes périphériques analogues à celles des cellules banales, la figure 6 montre que la bordure en brosse d'une cellule banale et celle d'un mucocyte sont pratiquement identiques, seuls manquent les urosphérites et les globules caractéristiques des cellules excrétrices fonctionnelles du tube. Il s'agit donc très vraisemblablement de cellules banales dont le métabolisme a été dévié.

## EXPLICATION DES PLANCHES.

### PLANCHE I.

Fig. 1. — Amas de glycogène particulaire *g* dans une cellule banale. De nombreuses mitochondries *mi* et globules *gp* sont visibles. L'ergastoplasme *er* est relativement abondant mais sans rapport avec le glycogène. On remarque en *ci* la cloison intercellulaire. (G × 20 000 environ.)

### PLANCHE II.

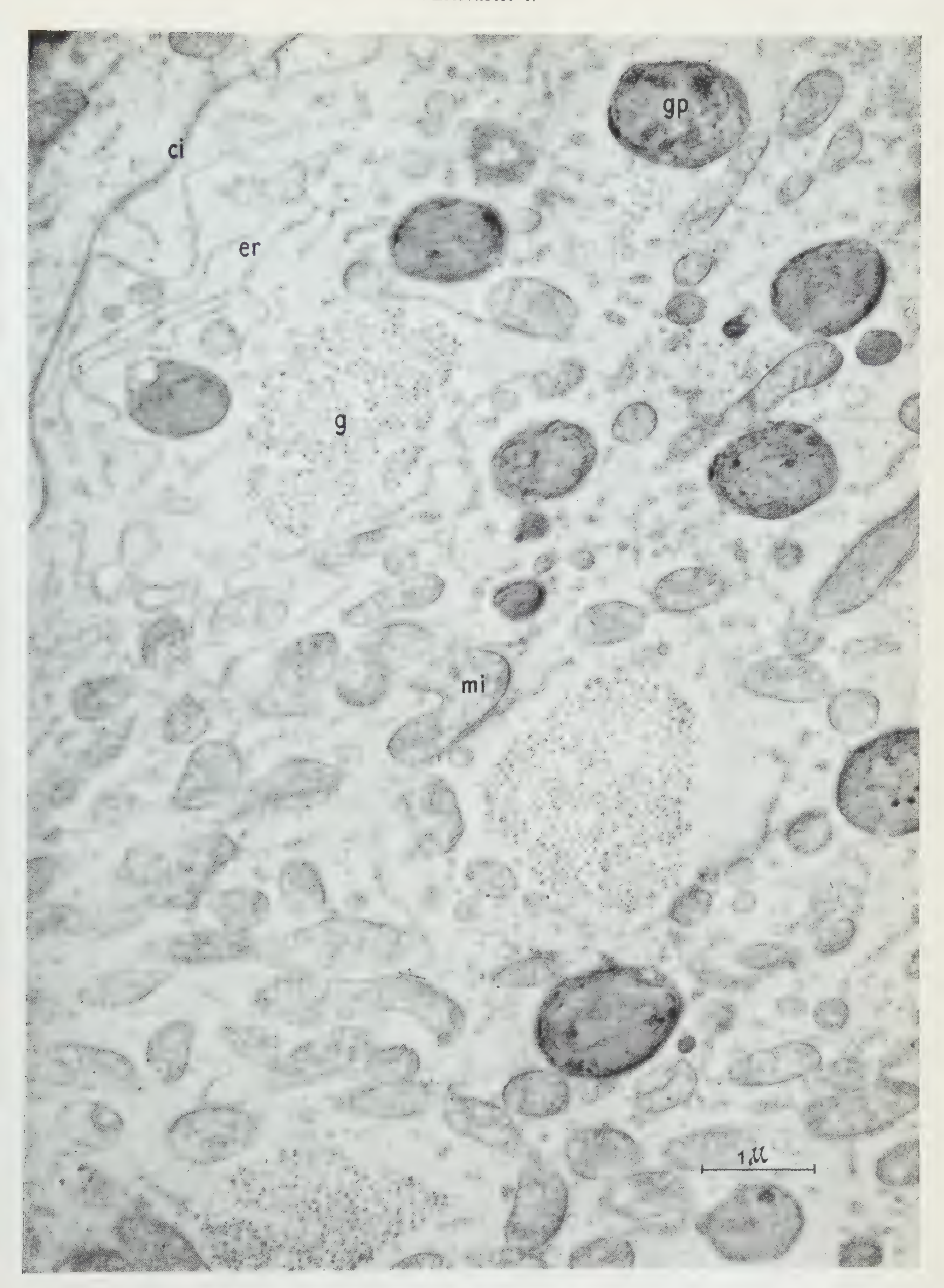
Fig. 2. — Amas de glycogène plus grossi montrant les particules de glycogène. On distingue comme dans la figure 1 ergastoplasme *er* et mitochondries *mi*. (G × 30 000 environ.)

Fig. 3 et 4. — Deux stades successifs de la formation des grains de glycogène dans le cytoplasme. On notera l'absence de structures classiques au voisinage des particules. (G × 55 000 environ.)

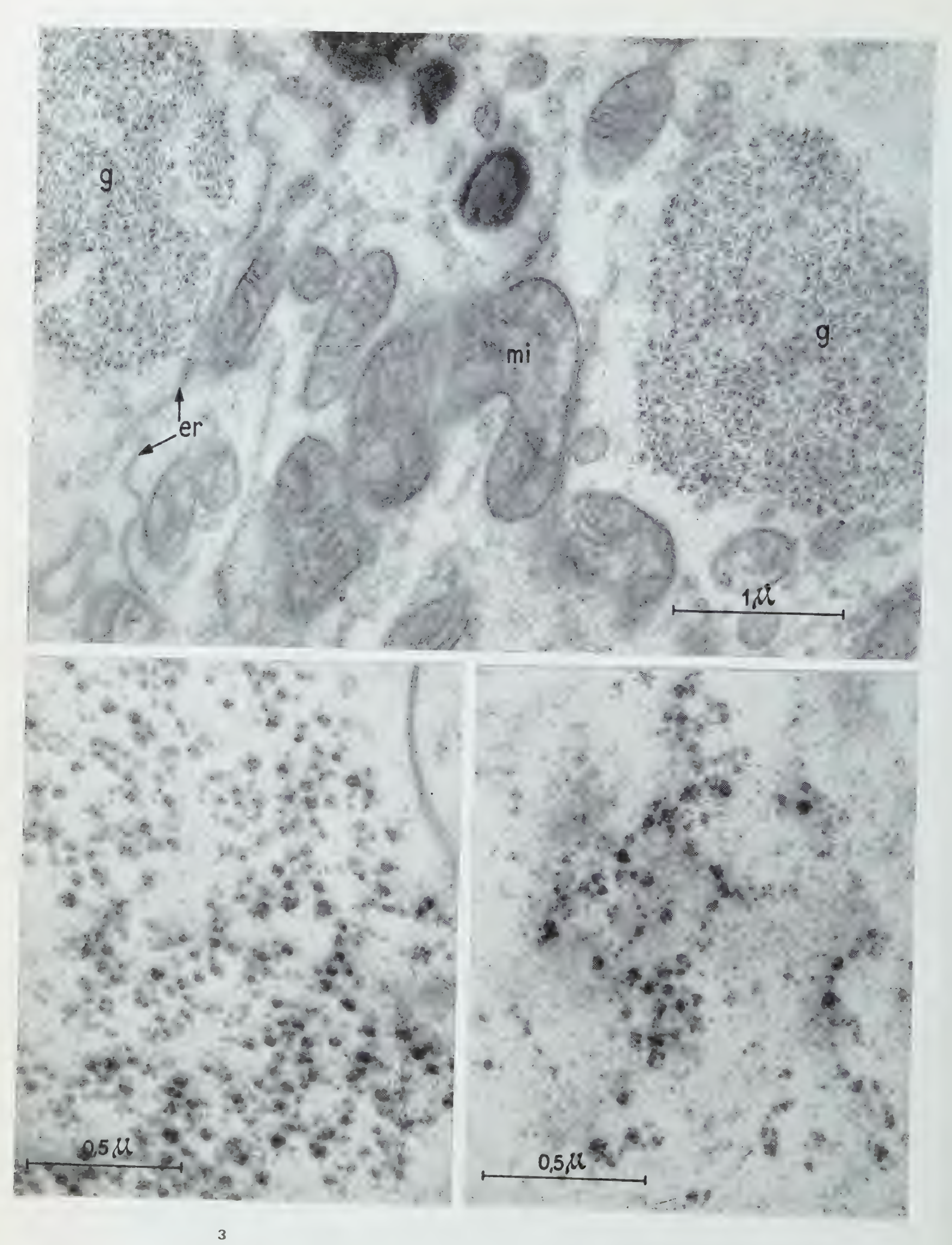
### PLANCHE III.

Fig. 5. — Un mucocyte *MC* entre deux cellules banales *CB*. Le mucocyte montre comme le ferait une cellule banale des cytomembranes périphériques *cm* sous la basale *ba*. Les compartiments ainsi délimités sont remplis de glycogène. Le reste du cytoplasme cellulaire est envahi par de très nombreuses lames entre lesquelles on trouve les amas de mucoprotéines *mp* et, en de nombreux points, du glycogène *g*. Les mitochondries sont nettement plus grosses dans les cellules banales que dans le mucocyte. (G × 20 000 environ.)

PLANCHE I.



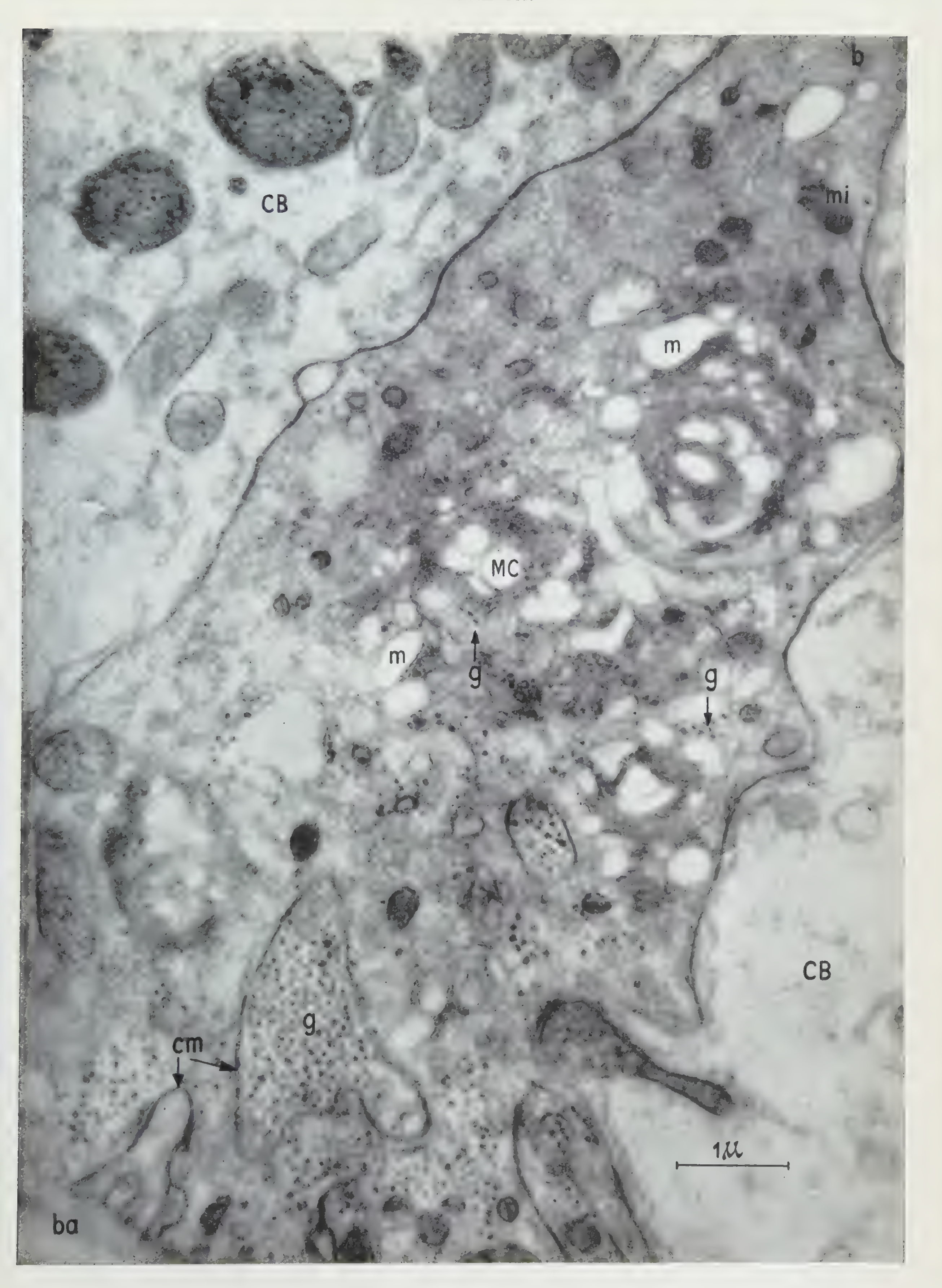

1




2

3

4


b
mi
CB
m
MC
m
g
g
g
cm
CB
1µ
ba

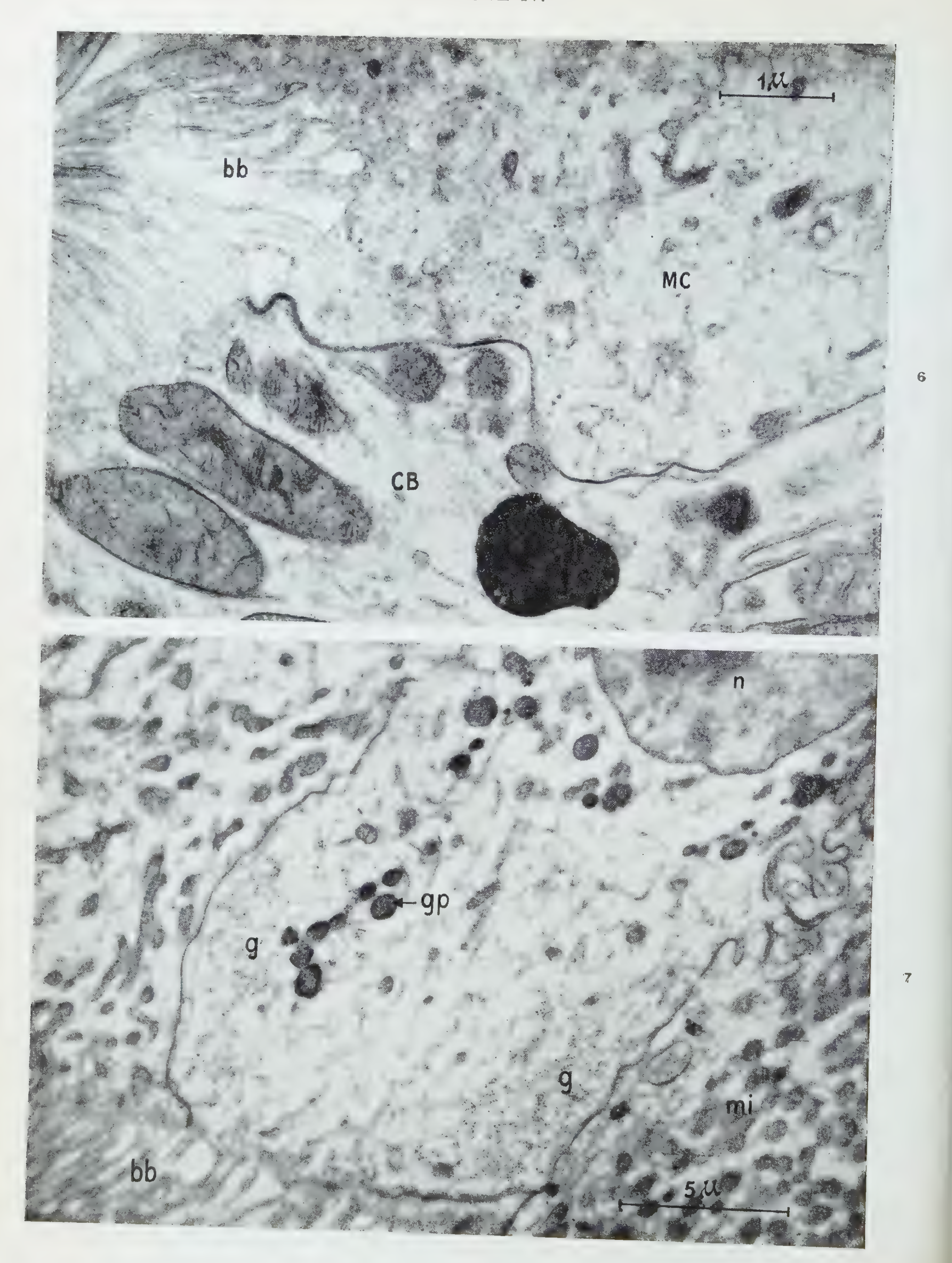

1μ
bb
MC
CB
6
n
gp
g
g
mi
bb
5μ
7

PLANCHE IV.

Fig. 6. — Bordure en brosse et portion apicale d'un mucocyte *MC* et d'une cellule banale *CB*. Les mitochondries sont plus grosses dans les cellules banales mais par contre la bordure en brosse *bb* est pratiquement identique dans les deux cellules. (G × 20 000 environ.)

Fig. 7. — Cellule du canal collecteur chargée en glycogène particulaire *gp*. Les deux cellules voisines sont riches en mitochondries alors que dans la cellule chargée en glycogène elles sont rares et remplacées par des globules *gp*. (G × 6 000 environ.)

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) R. MARTOJA, *Acta Histochemica*, 6, 1959, p. 185-217.
(2) W. BONDAREFF, *Anat. Rec.*, 129, n° 1, 1957, p. 97-113.
(3) J. H. LUFT, *J. Bioph. Bioch. Cyt.*, 2, n° 6, 1956, p. 799-801.
(4) N. CARASSO, *Comptes rendus*, 250, 1960, p. 600.
(5) WILLSTAETTER et ROHDEWALD, *Z. Physiol. Chem.*, 247, 1937, p. 115.

(*Laboratoire de Microscopie électronique appliquée à la Biologie, 105, boulevard Raspail, Paris; Laboratoire de Synthèse atomique et d'Optique protonique du C. N. R. S., Ivry; Laboratoire de Botanique de l'École Normale Supérieure.*)

EMBRYOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Sur les résultats d'expériences de radio-destructions transversales pratiquées chez l'embryon de Poulet.* Note de Mme **Nicole Le Douarin**, présentée par M. Robert Courrier.

Chez les embryons de Poulet ayant subi aux stades jeunes des radiodestructions transversales, les régions respectées par l'intervention se raccordent toujours. quelle que soit l'étendue du territoire détruit. Les lésions de l'appareil digestif ainsi obtenues permettent de localiser les ébauches de ses différentes parties aux stades considérés.

La méthode des irradiations localisées aux rayons X, mise au point par P. Ancel et Ét. Wolff (1), a permis à Ét. Wolff de produire expérimentalement chez l'embryon de Poulet de nombreuses malformations telles que l'hémisomie et la symélie par exemple, et de localiser les territoires présomptifs des membres aux stades jeunes (2).

Nous nous sommes proposés de détruire par cette méthode des territoires embryonnaires de plus en plus étendus et d'étudier les répercussions de ces suppressions sur la morphologie externe des embryons, et sur l'organogenèse viscérale, notamment en ce qui concerne l'appareil digestif.

Les embryons utilisés présentaient, selon les séries expérimentales, 9 à 25 somites. L'irradiation a été pratiquée en arrière d'un somite déterminé. Pour obtenir des survies dépassant 7 jours, la région toute postérieure de l'embryon, où se formera l'allantoïde, a été protégée. Les conditions expérimentales ont été les suivantes : temps d'exposition aux rayons X de 3 mn, sous une tension de 15 kV et à une intensité de 21 mA; tube Machlett A. E. G. 50-T avec anticathode de tungstène de 5 $mm^2$ et fenêtre de beryllium de 1 mm d'épaisseur. Localiseur de 7 cm de longueur et 3 mm de diamètre intérieur; distance entre l'anticathode et l'embryon : 13 cm.

La survie des embryons est conditionnée en grande partie par l'établissement de la circulation. Celle-ci se réalise avec d'autant plus de difficulté que la radiosection transversale est plus étendue. En conséquence, le pourcentage de survies diminue considérablement lorsque la zone irradiée augmente, comme le montre le tableau ci-après.

Seuls les embryons ayant atteint au moins 7 jours d'incubation ont été retenus pour l'étude anatomique.

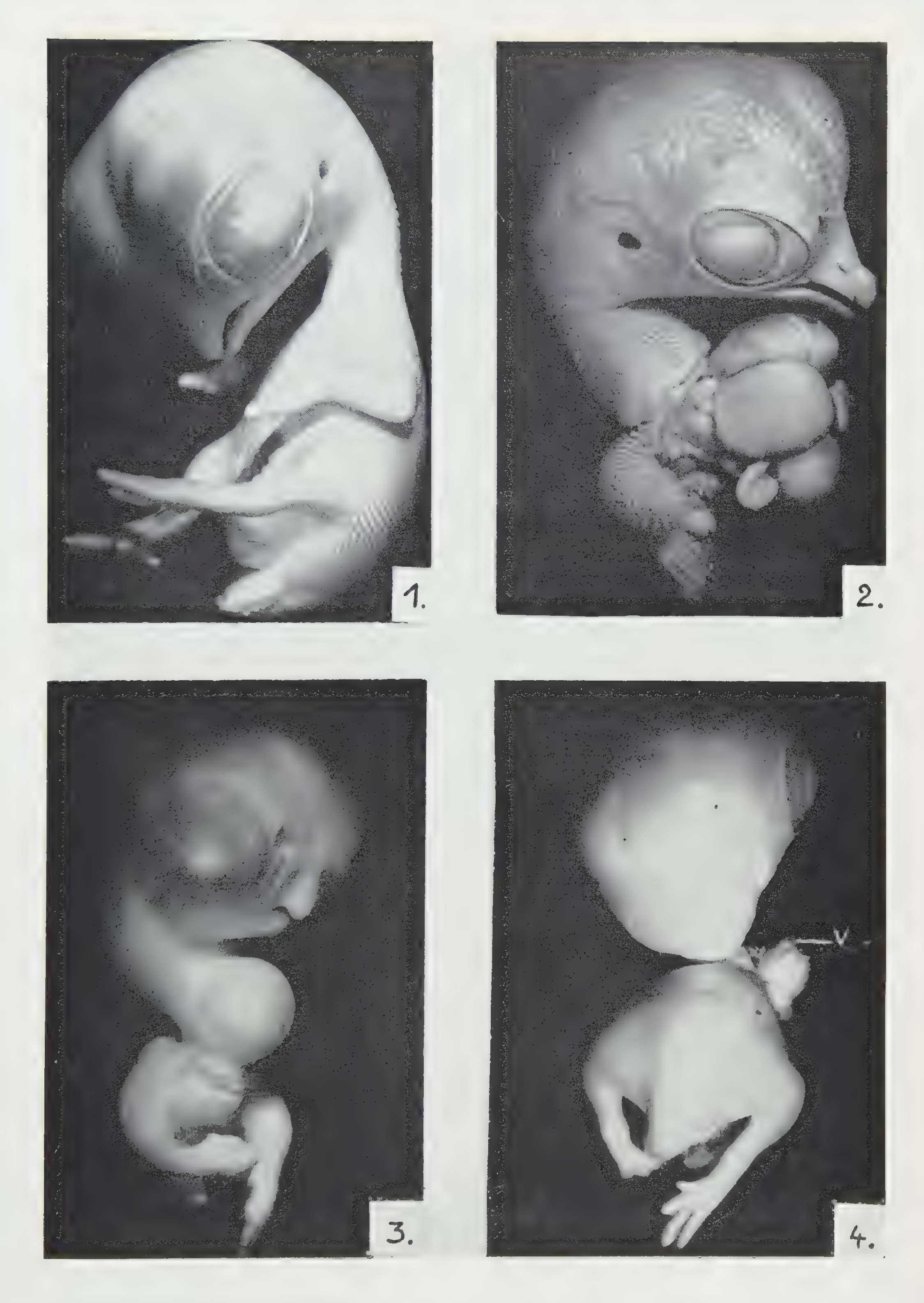
## Explication des figures.

Fig. 1. — Embryon normal au stade 35 de Hamburger et Hamilton.

Fig. 2. — Embryon irradié en arrière du 15e somite. Cœlosomie.

Fig. 3. — Embryon irradié en arrière du 6e somite. Organes logés dans une poche à la base du cou.

Fig. 4. — Embryon irradié en arrière du 2e somite. Vue dorsale. Cœlosomie; la pointe ventriculaire V est dirigée vers le haut.


1.
2.
3.
4.
V

A. Morphologie externe. — La région située en avant de la zone irradiée et l'extrémité postérieure protégée se raccordent toujours au cours du développement. Ainsi se constitue un embryon en deux parties réunies par un court pédicule qui ne possède généralement pas de germes plumaires.

La morphologie de tels embryons varie en fonction du niveau antérieur de l'irradiation :

— chez les embryons irradiés en arrière du 23e somite, le tronc est sectionné en avant des membres postérieurs;

— chez les embryons irradiés en arrière du 15e somite, le tronc et les membres sont absents, le cou est de taille normale; la coelosomie est fréquente (*fig.* 2);

— les irradiations pratiquées en arrière des 6e, 4e ou 2e somites déterminent une section située au niveau du cou.

| Irradiation en arrière du : | Nombre de somites. | Nombre de cas. | Survie ≥ 7 jours. |
|---|---|---|---|
| 23e somite.......... | 23 à 25 | 6 | 6 |
| 15e » .......... | 19 à 25 | 44 | 11 |
| 6e » .......... | 10 à 18 | 30 | 7 |
| 4e » .......... | 10 à 18 | 34 | 9 |
| 2e » .......... | 9 à 15 | 112 | 19 |

Il faut noter que, pour ces irradiations, l'extrémité terminale a été plus ou moins largement protégée selon les expériences, si bien que la partie postérieure de l'embryon présente des pattes ou n'en présente pas. Dans tous les cas, les ailes sont absentes.

Lorsque l'irradiation est pratiquée en arrière du 6e ou du 4e somite, les organes se logent généralement dans une proche à paroi mince faisant hernie à la base du cou (*fig.* 3).

Les embryons irradiés en arrière du 2e somite n'ont pratiquement pas de cou. La coelosomie est fréquente (10 cas sur 19). Dans ces conditions, la pointe ventriculaire est dirigée crânialement par suite de la soudure du péricarde ventral à la peau, entraînant un mouvement de bascule du cœur autour d'un axe transversal (*fig.* 4).

B. Constitution interne. — Les répercussions de ces irradiations transversales ont été étudiées, en particulier en ce qui concerne l'appareil digestif et le cœur.

1° *L'appareil digestif.* — Le segment du tube digestif atteint par l'irradiation varie avec le niveau de l'intervention, ce qui permet de localiser les ébauches aux stades considérés :

— en avant du 2e somite : œsophage;

— entre le 2e et le 4e somites : ventricule succenturié et partie antérieure du gésier;

— entre le 4e et le 6e somites : partie moyenne du gésier;

— entre le 6$^e$ et le 15$^e$ somites : partie terminale du gésier et anse duodénale;

— entre le 15$^e$ et le 23$^e$ somites : grande anse intestinale;

— en arrière du 23$^e$ somite : rectum et cæcums.

— Le foie n'a jamais été complètement détruit, donc son territoire présomptif déborde, en avant, le 2$^e$ somite. Sa limite postérieure se situe entre le 6$^e$ et le 15$^e$ somites.

2° *Le cœur.* — Le cœur n'a jamais été irradié dans les expériences décrites. Cependant, les embryons ayant subi une irradiation en arrière du 2$^e$ somite présentent dans la quasi-totalité des cas un cœur anormal. Le bulbe artériel n'effectue pas la rotation qui l'amène normalement sur la ligne médioventrale, mais reste à droite de l'atrium.

Conclusion. — Les embryons ayant subi, au début de leur développement, la radiodestruction d'une région étendue, peuvent poursuivre leur évolution si les circulations extra-embryonnaire, puis allantoïdienne, peuvent s'établir. Les parties de l'embryon respectées par l'intervention se raccordent toujours et tendent à évoluer selon la morphogénèse normale. Par ailleurs, on voit qu'aux stades expérimentés, les ébauches digestives correspondant à certains organes abdominaux (estomac et anse duodénale) sont situées au niveau de somites très antérieurs participant à l'édification du cou.

(1) P. Ancel et Ét. Wolff, *Comptes rendus*, 199, 1934, p. 1071.
(2) Ét. Wolff, *Arch. Anat. Hist. Embryol.*, 22, 1936, p. 1-382.

(*Laboratoire d'Embryologie expérimentale du Collège de France et du C. N. R. S.*)

PSYCHOPHYSIOLOGIE. — *Bipotentialité de comportement mâle et femelle chez un Insecte*, Ceratitis capitata *Wied.* (*Dipt. Trypetidæ*). Note (*) de M. **Michel Féron**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

La bipotentialité de comportement mâle et femelle est bien connue chez les Vertébrés, où son étude sous l'action des hormones sexuelles a déjà fait l'objet de très nombreux travaux. Les expériences les plus précises ont été effectuées chez les Oiseaux, montrant, d'après J. Benoit ([1]), que « chaque individu possède le double jeu de mécanismes nerveux mâles et femelles des actes de comportement correspondants », les comportements mâles ou femelles étant exhibés selon la nature de l'hormone injectée; le même auteur cite différents exemples de « bisexualité alternative » où des femelles peuvent présenter, au cours des séquences normales de la parade, un comportement mâle.

Chez les Insectes, il est généralement admis que le sexe est sous la dépendance étroite des facteurs génétiques. Les glandes reproductrices ne jouent pas le même rôle que chez les Vertébrés; les castrations ne changent pas le comportement sexuel; le déterminisme du comportement sexuel doit être cherché dans le cerveau, comme le montrent les observations d'Insectes « mosaïques » où il suffit de la présence, sur un corps de femelle, d'une tête de mâle pour que la manifestation soit celle d'un mâle et réciproquement [observations de Whiting ([2]) ou de Grosch ([3]) sur *Habrobracon*, par exemple]. Mais nous n'avons pas trouvé, dans les travaux que nous avons pu consulter, d'exemple bien démonstratif d'une bipotentialité de comportement mâle et femelle. Toutefois, Crane ([4]) signale que, chez des Lépidoptères Heliconiidæ, la femelle âgée montre une activité de chasse tout à fait comparable à celle du mâle, et cet auteur suggère une analogie avec les phénomènes hormonaux présentés par les Vertébrés.

Chez *Ceratitis capitata*, la parade sexuelle est caractérisée par une série d'attitudes du mâle que nous pouvons décrire brièvement comme suit :

— Attente du mâle en état I; le mâle est dressé sur ses pattes, l'abdomen relevé vers le haut et portant à son extrémité une ampoule anale émettrice d'une odeur particulière dont nous avons montré le pouvoir attractif pour la femelle ([5]).

— Arrivée de la femelle. État II du mâle. Le mâle fait face à la femelle, abaisse l'ampoule anale, et déclenche une vibration rapide des ailes maintenues latéralement.

— Approche de la femelle. État III du mâle, et assaut. Les ailes du mâle vibrent toujours avec en plus d'amples mouvements vers l'avant et des rotations de la tête. Suit alors l'assaut par-dessus la tête de la femelle,

avec retournement sur le thorax, préhension des parties génitales et accouplement.

Nous avons étudié l'action sur la femelle de *C. capitata* de substances et produits chimiques signalés récemment comme particulièrement attractifs pour les mâles : l'essence de graine ou de racine d'angélique, signalée par Steiner [5] et certains esters de l'acide 6-méthyl 3-cyclohexane 1-carboxylique découverts par Gertler [6].

Nous avons constaté, d'une part que ces produits exercent un certain pouvoir attractif sur les femelles, à condition qu'elles soient en état de maturité sexuelle et vierges; d'autre part, que ces mêmes femelles, sous l'action de vapeur de ces produits, présentent des réactions très étroitement comparables aux états du mâle sexuellement excité.

— État I de la femelle, dressée sur ses pattes, l'extrémité de l'abdomen relevée vers le haut « en pointe de sabot », les ailes écartées et tordues en hélice.

— État II de la femelle, en présence d'une autre mouche, caractérisé par une vibration d'ailes comparable à celle du mâle.

— État III de la femelle à proximité immédiate d'une autre mouche, caractérisé par de grandes impulsions des ailes vibrantes et des rotations de tête. L'assaut de femelle sur femelle se produit souvent dans ces conditions.

Nous avons, par la suite, constaté ces mêmes réactions, toujours sur des femelles mûres et vierges, en utilisant des déclencheurs particulièrement puissants tels le rayonnement solaire, certains signaux optiques, et naturellement le signal chimique émis par le mâle en rut. Dans le cas de femelles à motivation sexuelle très forte, en présence de mâles sexuellement inactifs, nous avons même pu assister à des assauts de femelles sur le dos de mâles comme pour un accouplement.

Le comportement de mâles entre eux nous montre par ailleurs que les essais de copulation sont très fréquents, et qu'il y a généralement au préalable attitude dominante d'un des mâles en rut, et attitude « soumise » de l'autre, assez comparable à celle d'une femelle réceptive devant le mâle.

*En conclusion*, nous avons mis en évidence de façon très précise la potentialité de comportement mâle chez la femelle de *C. capitata*, à condition qu'elle présente une forte motivation sexuelle, et sous l'action de signaux-déclencheurs puissants. Un comportement femelle chez le mâle peut être également perçu bien que le phénomène soit nécessairement moins net.

Nous pouvons donc dire que chez *C. capitata*, comme chez les Vertébrés, chaque individu possède une bipotentialité de comportement mâle et femelle. Il serait surprenant qu'un phénomène de cet ordre, vrai pour un insecte, ne le soit pas pour l'ensemble de la Classe, où il serait seulement particulièrement difficile à mettre en évidence, et très souvent masqué par

les modalités très diversifiées et complexes de la reproduction chez les Insectes.

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) J. Benoit, *Colloque sur l'Instinct*, 1954, Masson, Paris, 1956.

(2) F. W. Whiting, *J. comp. Psych.*, 1932, p. 345-363.

(3) D. S. Grosch, *J. comp. Physiol. Psychol.*, 41, 1948, p. 188-195.

(4) J. Crane, *Zoologica*, 42, 1957, p. 135-145.

(5) M. Féron, *Comptes rendus*, 248, 1959, p. 2403.

(6) L. F. Steiner et coll., *J. econ. Ent.*, 50, 1957, p. 505.

(7) S. L. Gertler et coll., *J. Agric. Food. Chem.*, 6, 1958, p. 592-594.

(*Institut National de la Recherche agronomique,*
*Station Zoologie agricole,*
*Centre de Recherche agronomique du Sud-Est, Montfavet, Vaucluse.*)

ENDOCRINOLOGIE. — *Influence d'un anabolisant, la méthandrosténolone sur le système hypophyso-génital du Rat.* Note de M. **Herbert Tuchmann-Duplessis** et M^me^ **Lucette Mercier-Parot**, présentée par M. Robert Courrier.

La méthandrosténolone, stéroïde anabolisant, inhibe environ 30 à 40 fois moins l'activité gonadotrope de l'hypophyse du castrat que la 17 α-méthylestostérone. Son pouvoir androgène, paraît environ 40 à 50 fois inférieur à celui de ce dernier stéroïde.

Depuis les observations de Kochakian ([1]), ([2]) on sait que les hormones androgènes exercent une influence favorable sur le métabolisme des protéines. Toutefois, les possibilités thérapeutiques se sont trouvées jusqu'à maintenant limitées en raison de leurs répercussions sur le système hypophyso-génital.

Parmi les corps récemment décrits, un des plus intéressants paraît être la 17 α-méthyl, 17 β-hydroxyandrosta-1.4 diène-3 one ou méthandrosténolone synthétisé par Vischer et coll. ([3]).

Desaulles et coll. ([4]) ont montré que ce stéroïde stimule la croissance du rat intact ou castré et détermine une nette rétention azotée.

Nous examinerons ici son influence sur l'hypophyse et sur la sphère génitale du Rat.

Les expériences ont été faites sur des rats castrés impubères et adultes et sur des femelles adultes dont le cycle œstral avait été préalablement vérifié.

L'action de la méthandrosténolone a été comparée à celle de la 17 α-méthyltestostérone pris comme androgène de référence.

La durée du traitement a été pour les mâles de 15 jours et pour les femelles de 20 jours. Les premiers ont reçu par jour, 15 mg de méthandrosténolone par kilogramme d'animal, soit par voie orale, soit par voie sous-cutanée. Pour les femelles les doses quotidiennes ont été de 5 mg/kg. La 17 α-méthyltestostérone a été administrée dans des conditions identiques, voie orale ou sous-cutanée, à des doses variant de 0,5 à 5 mg/kg.

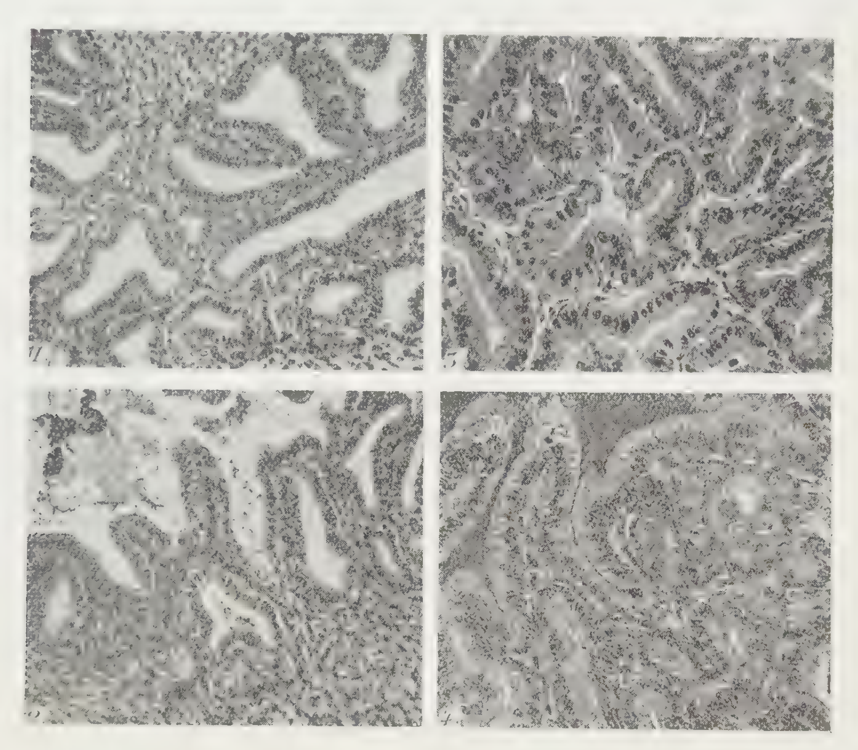
Les préparations histologiques ont été faites selon les méthodes courantes, exception faite pour l'hypophyse qui a été colorée selon une méthode décrite par l'un de nous ([5]).

La méthandrosténolone n'exerce qu'une action très dicrète sur l'activité gonadotrope de l'hypophyse. Le lobe glandulaire présente une réaction basophile intense; les cellules situées au centre de la glande sont en majorité des basophiles de grande taille. Elles sont pourvues de vacuoles plus ou moins larges, et un certain nombre d'entre elles revêt l'aspect de la « cellule de castration » typique.

Comparée à l'hypophyse des castrats non traités, ces glandes présentent

une légère réduction de la taille et du nombre des basophiles fortement granulées. Toutefois le pourcentage des cellules de castration est pratiquement identique dans les deux cas.

Ces constatations indiquent que la m thandrosténolone n'exerce qu'une très faible inhibition sur l'activité gonadotrope de l'hypophyse. De plus, lorsqu'on compare l'hypophyse des rats traités par la méthandrosténolone



Vésicules séminales : 1, castrat; 2, traité par la méthandrosténolone (15 mg/kg); 3, traité par la 17 α-méthyltestostérone (0,5 mg/kg); 4, traité par la 17 α-méthyltestostérone (1,5 mg/kg).

à celle des animaux ayant reçu des doses 10 fois moins fortes de 17 α-méthyltestostérone, on constate chez ces derniers que le lobe glandulaire présente une réduction beaucoup plus importante des basophiles, y compris des « cellules de castration ».

A juger par l'image cytologique de l'hypophyse le pouvoir antigonadotrope de la méthandrosténolone peut donc être évalué comme étant 30 à 40 fois inférieur à celui de la 17 α-méthyltestostérone.

La différence entre ces deux stéroïdes s'avère encore plus nette lorsqu'on examine les réactions qu'ils déterminent au niveau de la vésicule séminale et de la prostate.

Après traitement par la méthandrosténolone, l'épithélium glandulaire de la vésicule séminale reste dans la majorité des cas cubique et l'activité sécrétrice de la cellule est faiblement stimulée. Il en est de même pour la prostate dont l'épithélium est aplati et le contenu de sécrétion peu abondant.

La méthandrosténolone ne détermine qu'une réparation partielle de l'atrophie des récepteurs sexuels. Avec des doses de 1,5 mg de 17 α-méthyltestostérone administrées dans les mêmes conditions on constate une réparation complète de l'épithélium glandulaire de la vésicule séminale (*fig.*).

Aussi en prenant pour critère de l'activité androgène, l'aspect histologique de la vésicule séminale des animaux traités par ces deux stéroïdes, le pouvoir androgène de la méthandrosténolone peut être évaluée comme étant de 40 à 50 fois inférieur à celui de la 17 α-méthyltestostérone.

Les répercussions de la méthandrosténolone sur la sphère génitale femelle s'avèrent également discrètes. Le cycle œstral est seulement perturbé chez 20 % des animaux et cela d'une façon légère. Les kératinisations vaginales sont espacées de 6 à 7 jours.

L'épithélium vaginal est normal dans la majorité des cas. Chez les rattes à œstrus espacés on note une tendance à la mucification.

Le poids de l'ovaire est parfois diminué mais sa structure est peu modifiée, exception faite d'une involution prématurée des corps jaunes.

Au niveau de l'utérus on note généralement un épaississement du chorion.

La glande mammaire présente des signes d'une légère stimulation se traduisant par le développement des acini et la dilatation des canaux galactophores. Ces derniers sont pourvus d'une sécrétion à réaction éosinophile mais ne contiennent pas de colostrum.

Les réactions de l'appareil génital femelle peuvent être interprétées comme témoignant d'une légère activité progestative de la méthandrosténolone.

L'analyse des réactions hypophyso-génitales montre que la méthandrosténolone, stéroïde dont l'action anabolique est, selon Desaulles et coll., deux fois plus importante que celle de la 17 α-méthyltestostérone n'a qu'une faible influence sur la sphère génitale. Elle inhibe légèrement l'activité gonadotrope de l'hypophyse, son pouvoir androgène paraît environ 40 à 50 fois inférieur à celui de la 17 α-méthyltestostérone. Elle possède par ailleurs une faible activité progestative.

(1) C. P. Kochakian, *Vitam. and Horm.*, 4, 1946, p. 225.
(2) D. Kochakian et B. R. Endahl, *Proc. Soc. Exp. Biol. Med.*, 100, 1959, p. 520.
(3) E. Vischer, Ch. Meystre et A. Wettstein, *Helv. Chim. Acta*, 38, 1955, p. 1502.
(4) P. A. Desaulles, Ch. Krakenbuhl, W. Schuler et H. J. Bein, 89, 1959, p. 1313.
(5) H. Tuchmann-Duplessis, *Bull. Hist. Appl.*, 9, 1947, p. 80.

(*Laboratoire d'Embryologie, Faculté de Médecine, Paris.*)

ENDOCRINOLOGIE. — *Effet des corticotrophines antéhypophysaire et posthypophysaire du Rat sur la sécrétion* in vitro *de la corticostérone et de l'aldostérone.* Note de Mme **Cécile Mialhe-Voloss** et M. **Étienne-Émile Baulieu** [1], présentée par M. Robert Courrier.

Les surrénales de rats incubées *in vitro* sécrètent principalement de la corticostérone et de l'aldostérone. L'hormone corticotrope provenant de l'antéhypophyse ou de la posthypophyse du Rat augmente dans les mêmes proportions ces deux stéroïdes. Un corps provisoirement désigné comme Δ-4.3-céto 20.21-diol stéroïde X est proportionnellement accru par la corticotrophine antéhypophysaire.

Dans des travaux antérieurs [2], [3], nous avons montré que les surrénales de rats incubées *in vitro* libèrent principalement de la corticostérone, de l'aldostérone et un Δ-4.3-céto 20.21-diol stéroïde X. Les hormones corticotropes (ACTH) antéhypophysaire et posthypophysaire augmentent la sécrétion de chacun des stéroïdes étudiés.

Dans le présent travail, nous avons étudié l'augmentation de ces corticostéroïdes lorsque les surrénales sont incubées en présence de doses croissantes d'ACTH anté- et posthypophysaire. En particulier, nous voulions voir si l'augmentation de la sécrétion de l'aldostérone était fonction de la dose d'ACTH utilisée puisque le déterminisme de sa sécrétion semble plus complexe que celui des autres corticostéroïdes.

Tableau I.

| Nombre de surrénales. | Poids des surrénales (mg). | Poids des lobes antérieurs mis en incubation (mg). | Moyenne de E(240)-E(255) pour 10 mg de surrénales. | Quantité de stéroïdes libérés (μg de corticostérone). |
|---|---|---|---|---|
| (5)* 18 paires | 401,4 | 18,34 | 38,8 | 71,7 |
| | 403,6 | 36,68 | 46,0 | 83,7 |
| | 403,2 | 55,02 | 54,5 | 101,2 |
| | 404,7 | 73,36 | 61,0 | 111,3 |

(*) Le nombre entre parenthèses indique le nombre d'expériences.

*ACTH antéhypophysaire.* — Nous avons étudié l'effet de l'ACTH antéhypophysaire en utilisant les liquides d'incubation de lobes antérieurs d'hypophyses de rats mâles de 180 g ± 20. Les lobes antérieurs sont mis en incubation dans du liquide de Krebs-Ringer pendant 2 h 30. Les surrénales sont réparties dans quatre séries de deux fioles ou quatre séries de trois fioles. Chaque série reçoit des quantités variables (0,1 ,0,2, 0,3 ou 0,4 ml) de liquide d'incubation des antéhypophyses : les corticostéroïdes sont extraits dans 2 ml de dichlorométhane distillé. Pour chaque expérience, on dose les Δ-4.3-cétostéroïdes en mesurant, comme dans la technique de Saffran [4], la différence d'absorption à 240 et 255 mμ au spectropho-

tomètre de Beckman. Après étalonnage du spectrophotomètre avec de la corticostérone pure, nous avons évalué la quantité de stéroïdes excrétée par les surrénales (exprimée en μg de corticostérone).

Les résultats sont résumés dans le tableau I.

*ACTH posthypophysaire* ([5]). — Nous avons utilisé 14,4 mg d'ACTH posthypophysaire préparés à partir de 32,9 mg de poudre acétonique de lobes postérieurs d'hypophyses de rats et contenant 78 mU d'ACTH par milligramme. Nous avons utilisé suivant les groupes de surrénales incubées *in vitro* des doses de 0,1, 0,3, 0,5 ou 0,7 ml d'une solution à 0,25 mg/ml.

Les stéroïdes des liquides d'incubation des surrénales sont extraits avec 3 ml de dichlorométhane distillé. On évalue la quantité totale de stéroïdes présents dans les extraits, en microgrammes d'hydrocortisone, à l'aide du spectrophotomètre de Jobin et Yvon, après étalonnage de celui-ci avec de l'hydrocortisone Roussel. Les résultats sont résumés dans le tableau II.

TABLEAU II.

| Nombre de surrénales. | Poids des surrénales (mg). | Poids d'extrait sec de lobes postérieurs (mg). | Moyenne de E(240)-E(255) pour 10 mg de surrénales. | Quantité de stéroïdes libérés (μg d'hydrocortisone). |
|---|---|---|---|---|
| (8)* 18 paires ........... | 607,1 | 0,575 | 49,0 | 272 |
| | 605,9 | 1,725 | 71,3 | 437 |
| | 606,1 | 2,875 | 86,5 | 523 |
| | 606,2 | 4,025 | 94,3 | 550 |

(*) Le nombre entre parenthèses indique le nombre d'expériences.

*Résultats.* — Aussi bien l'ACTH antéhypophysaire que l'ACTH posthypophysaire semblent libérer des quantités de Δ-4.3-cétostéroïdes proportionnelles au logarithme des doses utilisées.

L'étude analytique des corticostéroïdes a été faite selon les modalités indiquées dans les Notes précédentes ([2]), ([3]). L'identité des stéroïdes est obtenue par la pratique de plusieurs chromatographies; la détermination semi-quantitative sur papier se fait en appréciant le pouvoir réducteur des stéroïdes (par la formation de bleu de formazan) et / ou le groupe Δ-4.3-cétonique (par la fluorescence en lumière de Wood après traitement à la soude). Après les ACTH anté et posthypophysaire, les « élévations » de la corticostérone, de l'aldostérone suivent le même mouvement que les mesures globales rapportées sur les tableaux I et II. Le rapport corticostérone/aldostérone est dans tous les cas $\geq 10$. Après ACTH antéhypophysaire le stéroïde X, Δ-4.3-cétonique, 20.21-diol, précédemment repéré ([2]), augmente parallèlement à la corticostérone et à l'aldostérone; il n'en a pas été de même après ACTH posthypophysaire, mais ce résultat négatif doit être confirmé parce qu'il a été obtenu dans des conditions techniques discutables.

*Discussion et conclusion.* — Dans de nombreuses conditions expérimentales, la sécrétion de l'aldostérone paraît indépendante de celle du cortisol et / ou de la corticostérone. L'hypophysectomie n'altère pratiquement pas la sécrétion de l'aldostérone (6). L'administration prolongée d'hydrocortisone diminue la sécrétion de l'ACTH, du cortisol et de la corticostérone, mais n'affecte pas la sécrétion de l'aldostérone (7). Cependant, suivant les auteurs, l'ACTH a un effet plus ou moins net sur la sécrétion de l'aldostérone (2), (8), (9), (10).

Les expériences sur la surrénale de rat *in vitro* que nous venons d'exposer montrent qu'il existe dans ces conditions une induscutable augmentation de la sécrétion de la corticostérone et de l'aldostérone; leurs augmentations sont proportionnelles au logarithme de la dose de corticotrophine anté- et posthypophysaire ajoutée au milieu d'incubation. Ces résultats ne préjugent pas des autres mécanismes régulateurs de la sécrétion de l'aldostérone, en particulier du rôle de la « glomérulotropine » de Farrell (11).

(1) Avec la collaboration technique de Y. Terminn.

(2) C. Mialhe-Voloss et E. E. Baulieu, *Comptes rendus*, 246, 1958, p. 639.
(3) E. E. Baulieu et coll., *Comptes rendus*, 247, 1958, p. 352.
(4) M. Saffran et A. V. Schally, *Endocrinol.*, 56, 1955, p. 108.
(5) Cl. Gros et M. Privat de Garilhe, du Laboratoire de Chimie biologique de la Faculté des Sciences de Paris, ont préparé l'extrait.
(6) E. W. Rauschkolb et coll., *Amer J. Physiol.*, 194, 1956, p. 55.
(7) G. L. Farrell et coll., *Endocrinol.*, 58, 1956, p. 104.
(8) B. Singer et M. E. Stack-Dunne, *J. Endocrinol.*, 12, 1955, p. 130.
(9) G. L. Farrell, *Endocrinol.*, 62, 1958, p. 506.
(10) J. Crabbew et coll., *J. clin. Endocrinol. Metab.*, 19, 1959, p. 1185.
(11) G. L. Farrell, *Recent progress in Hormone Research*, 15, 1959, p. 275.

(*Laboratoire de Chimie médicale, Faculté de Médecine, Paris,*
*Laboratoire d'Histophysiologie du Collège de France, Paris,*
*et Institut de Physiologie, Faculté des Sciences, Strasbourg.*)

BIOLOGIE. — *Existence d'une phyto-hémagglutinine chez diverses espèces du genre* Ornithogalum (*Liliaceæ*). Note (*) de MM. **Maurice Piette, Jean Moullec, Jean Fine** et **Nicolas Parvanchère**, présentée par M. René Fabre.

Il existe, dans les graines, le bulbe et la tige d'*Ornithogalum pyrenaicum* L., une agglutinine active sur un antigène présent dans les hématies de Chien et de Lapin. Après électrophorèse sur papier, la propriété agglutinante est contenue dans une fraction migrant à la même vitesse que la globuline $\beta$ humaine, exempte de lipides mais contenant des polysaccharides. Cette agglutinine est retrouvée chez d'autres espèces d'*Ornithogalum*.

La recherche systématique de phyto-hémagglutinines dans de nombreuses familles végétales n'a pas conduit, à notre connaissance, à des résultats positifs dans la famille des Liliacées [1], [2], [3]. Le but de cette Note est d'apporter le résultat de nouvelles investigations portant sur 65 espèces différentes de celles déjà étudiées.

*Matériel et techniques.* — Les essais systématiques ont été effectués avec le liquide surnageant obtenu par centrifugation d'un broyat de graines mis à macérer 2 h à 37° avec 10 fois son poids d'une solution de chlorure de sodium à 9 g/l, soit immédiatement après sa préparation, soit après lyophilisation. Pour certaines espèces, nous avons étudié la pulpe du fruit. Les hématies examinées provenaient :

*a.* de sang humain appartenant à différents groupes dans les systèmes suivants : ABO, Rh (C, D, E, *c*, *d*, *e*, quelquefois $D^u$ et $C^w$), MNS*s*, P, Kell, Lewis, Lutheran, Duffy et Kidd;

*b.* des hématies animales de neuf espèces : Chèvre, Chien, Chimpanzé, Cynocéphale, Lapin, Mouton, Pigeon, Porc, Poule. Les essais d'agglutination ont été de deux types :

1° en tubes : milieu isotonique (chlorure de sodium), températures de 4, 20 et 37°, volumes égaux de suspension d'hématies à 5 % et d'extrait de graine pur ou dilué au 1/10ᵉ (pour éviter les phénomènes de zone), temps de réaction fixé à 2 h;

2° sur plaque : milieu isotonique, hématies *traitées par la papaïne purifiée*, températures de 10, 20 et 37°, temps de réaction fixé à 4 mn, (suspension d'hématies à 2 %).

*Résultats.* — 32 espèces ont donné constamment des résultats négatifs. Ce sont :

*Allium albidum* Fisch., *A. decipiens* Fisch., *A. flavum* L., *A. Moly* L., *A. odorum* L., *A. oreoprasum* Schrenck., *A. siculum* Ucria., *Arthropodium candidum* Raoul., *Asparagus plumosus* Baker., var. *nanus*, *A. Scaber* Brign., *A. Sprengeri* Regel., *Asphodeline cretica* Vis., *A. lutea* Reichb., *Asphodelus albus* Willd., *A. fistulosus* L., *A. subalpinus* Gr. et Godr., *Bulbine annua* Willd., *Fritillaria Meleagris* L., *Galtonia candicans* Dcne., *Gloriosa superba* L., *Kniphofia pumila* Kunth., *Lilium bulbiferum* L.,

*L. Henryi* Bak., *L. Martagon* L., *L. pyrenaicum* Gouan., *L. rubrum* Lam., *Medeola asparagoides* L., *Ruscus aculeatus* L., *Scilla sibirica* Andr., *Smilacina racemosa* Desf., *Tritoma Uvaria* Ker. Gawl. *hybrida grandiflora*, *Veratrum nigrum* L.

26 espèces donnent lieu à une hémolyse immédiate de toutes les hématies. Ce sont :

*Agapanthus umbellatus albus* L'Hérit., *Allium oleraceum* L., *A. vineale* L., *Anthericum liliago* L., *A. ramosum* L., *Camassia cusickii* S. Wats., *Convallaria maialis* L., *Dracena indivisa* Veitchii *rubra*, *D. terminalis hybrida*, *Endymion nutans* Dum., *Funkia cœrulea Sweet* × *sieboldiana* Hook., *F. fortunei* Baker var. *robusta*, *F. ovata* Spreng. *aureo-variegata*, *Hesperoscordum hyacinthinum* Lindl., *Hyacinthus amethystinus* L., *H. romanus* L., *Muscari botryoides* Mill., *M. comosum* Mill., *M. conicum* Baker., *M. racemosum* Mill., *Puschkinia scilloides* Adams., *Ruscus aculeatus* L. (pulpe), *Scilla autumnalis* L., *Smilacina racemosa* Desf. (pulpe), *Tofieldia calyculata* Wahl., *Tricyrtis hirta* Hook., *Yucca aloifolia* L., *Y. gloriosa* L.

Par contre, l'extrait de graines d'*Ornithogalum pyrenaicum* L. donne lieu à des résultats positifs qui ont conduit à une étude plus complète, dont les résultats sont schématisés ci-dessous.

Il n'existe aucune agglutination des hématies humaines utilisées, mais les hématies papaïnées de Chien et de Lapin sont fortement agglutinées, le phénomène se produisant encore avec une dilution au 1/800$^{e}$ de l'extrait brut de graines. Une étude effectuée sur des sangs de 44 chiens et 80 lapins différents montre qu'il s'agit d'un antigène d'espèce ou d'un antigène de groupe sanguin de fréquence très élevée. Des épreuves d'absorption croisée il résulte que l'agglutinine est entièrement absorbée par les hématies d'un seul animal, preuve que l'antigène est commun aux deux espèces. Ce résultat est confirmé par le fait que l'agglutinine, ainsi fixée, donne un produit d'élution actif sur les hématies de l'animal de l'autre espèce. Par ailleurs, l'antigène ainsi mis en évidence ne peut s'identifier à l'antigène de Forssman étant donné que les hématies de Lapin sont Forssman négatives. La réaction indirecte de Coombs (méthode de détection des agglutinines de type incomplet) n'étant pas applicable ici du fait de l'existence de résultats positifs en milieu salin, nous avons étudié l'agglutination en présence d'un polysaccharide macromoléculaire (dextran) : les résultats sont positifs, mais avec une intensité moindre qu'avec les hématies papaïnées, qui constituent finalement le réactif de choix. L'action de la formaldéhyde, utilisée dans les conditions de la préparation des anatoxines, conduit à une baisse progressive de l'activité de l'agglutinine, parallèle pour les deux séries d'animaux.

La phytoagglutinine n'est pas localisée à la graine : le bulbe et la tige en contiennent aussi (respectivement 10 et 100 fois moins environ). Par contre, la fleur en est exempte.

Cette agglutinine est assez résistante à la dénaturation par la chaleur : la baisse d'activité n'est pas considérable jusque 70-80°, mais l'inactivation est complète après un séjour de 15 mn entre 80 et 90°. L'électrophorèse sur papier ne révèle qu'une fraction protéique pour des pH compris entre 3 et 9,6, mais la zone la plus favorable se situe entre 7 et 9,6. Cette fraction migre avec une vitesse sensiblement analogue à celle des β-globulines humaines. Elle ne comporte aucun lipide révélable par le Noir Soudan, mais donne par contre un résultat positif par la réaction « acide periodique — réactif de Schiff », témoignage de la présence de polysaccharides. Cette fraction éluée après électrophorèse sur papier conserve toute son activité agglutinante sur les hématies de Chien et de Lapin.

D'autres espèces d'*Ornithogalum* ont été examinées : *Ornithogalum narbonense* montre une activité sensiblement identique à celle d'*O. pyrenaicum*, contrairement à celle d'*O. caudatum*, beaucoup plus faible. Enfin, en l'absence de graines, l'étude du bulbe d'*O. comosum* et d'*O. umbellatum* montre chez la première espèce une activité comparable à celle du bulbe d'*O. pyrenaïcum* et chez la seconde l'absence d'agglutinine.

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) W. C. Boyd, *J. Immunol.*, 65, 1950, p. 281.

(2) W. C. Boyd et R. M. Reguerra, *J. Immunol.*, 69, 1949, p. 333.

(3) J. Munter, *Ann. Med. Exp. Biol. Fenn.*, 27, 1949, p. 12.

(*Laboratoire d'Hématologie de la Faculté de Pharmacie.*
*4, avenue de l'Observatoire, Paris*
*et Centre National de Transfusion sanguine,*
*6, rue Alexandre-Cabanel, Paris.*)

BIOLOGIE. — *Action de différentes températures constantes sur le développement des œufs de l'Opilion* Odiellus gallicus *E. S.* Note (*) de M. **Christian Juberthie**, transmise par M. Albert Vandel.

La température léthale supérieure des œufs d'*Odiellus gallicus*, soumis à des températures constantes, est de 20° C. Le développement le plus rapide, dans la zone de températures donnant un taux de mortalité nul, se situe aux environs de 13° C. La faible intensité de ces deux températures traduit une adaptation du développement aux conditions de la saison froide. De 15 à 20° C, de nombreux embryons sont tératologiques et non viables.

Les pontes d'*Odiellus gallicus* sont déposées à l'entrée de la période froide de l'année, principalement en octobre. Les œufs se développent pendant l'hiver et éclosent au printemps (1).

Nous avons recherché si le développement des œufs pendant cette période était déterminé par une température léthale supérieure basse en relation avec un optimum thermique très faible. Chaque ponte est subdivisée, dès son dépôt, en lots identiques, soumis chacun à une des températures suivantes : — 8 ± 4, 0 ± 2, 6, 7, 11,5, 15, 17, 18,5, 20, 21 et 25° C. Les œufs sont mis sur du papier Joseph constamment humide; une humidité sensiblement identique est ainsi obtenue pour chacun des lots soumis à des températures supérieures à 0°. Les faibles variations possibles sont sans influence sur le développement ainsi que l'a montré une autre série d'expériences, non rapportée ici.

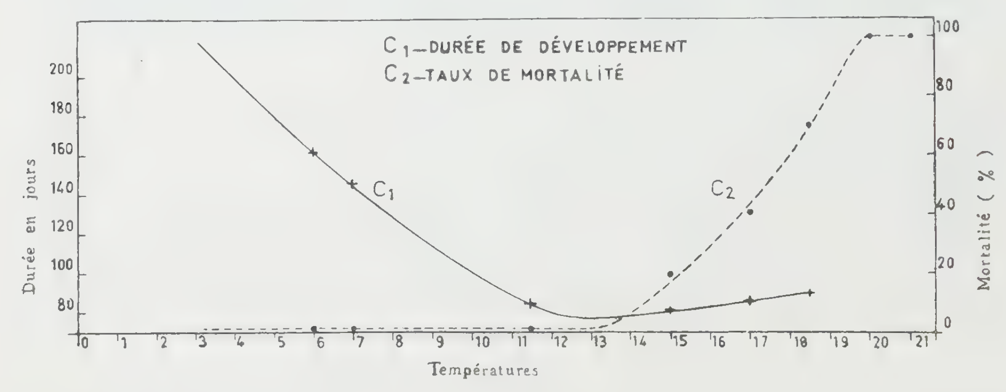
*Températures sub-léthale et léthale inférieures.* — A 0° aucun œuf ne peut éclore. Cette température détermine un très fort ralentissement du développement, d'autant plus marqué que ce dernier s'avance; cependant, les œufs soumis 15 mois à cette température ont encore la possibilité d'achever le développement et d'éclore s'ils sont remis à 11°,5. La résistance des œufs au froid est encore plus grande; en effet, 50 % des œufs subsistent après un séjour de 30 jours à — 8° et, 30 % après un passage de 75 jours. Le développement des œufs qui survivent est simplement arrêté car, remis à 11°,5, ils donnent des jeunes viables.

*Température léthale supérieure.* — A 25° les œufs sont tués en 3 ou 4 jours. A 21° quelques embryons dégénèrent au stade de formation des bourgeons d'appendices mais la plupart ne dépassent pas les stades de métamérisation de la bandelette germinative. A 20° un tiers des embryons dégénère après avoir atteint les stades qui précèdent la mue embryonnaire (stades de coloration des yeux ou des pattes) et les deux-tiers ne dépassent pas les stades de métamérisation.

*Variation de la durée du développement embryonnaire* (courbe $C_1$). — A une température constante donnée, la durée qui sépare le moment de la ponte de celui de l'éclosion varie d'un œuf à l'autre. Cette durée est

donnée par la moyenne arithmétique des durées; les nombres d'œufs et les écarts-types seront donnés ultérieurement.

La durée de développement des œufs soumis à 6, 7 et 11°,5 est d'autant plus faible que la température est plus élevée, ce qui est un phénomène classique. Elle passe respectivement de 162 à 146 et à 84 jours. De 15 à 17 et à 18°,5, cette durée moyenne cesse de diminuer et passe de 82 jours pour la première à 90 jours pour la dernière. De plus, la réaction des œufs d'un même lot à ces trois températures cesse d'être uniforme : un certain pourcentage seulement des œufs éclôt et la durée de développement de




ceux-ci est, soit fortement allongée (90 à 100 jours), soit légèrement réduite (75 à 80 jours).

*Variation du taux de mortalité* (courbe $C_2$). — Il y a, même dans les meilleures conditions, 1 à 2 % des œufs qui ne se développent pas; ce pourcentage indépendant des conditions de température doit être retranché des taux de mortalité. A — 8° le taux de mortalité atteint progressivement 100 %; à 0° ce taux n'est que de 5 % dans les 15 premiers mois, mais il atteint ensuite 100 %; de 6 à 11°,5, il est pratiquement nul, déduction faite du pourcentage d'œufs non viables; à partir de 15° il devient important et progresse de 20 % à cette température à 70 % à 18°,5 pour atteindre 100 % à 20° et plus.

Ce taux de mortalité est dû à la dégénérescence, à différents stades du développement, d'embryons le plus souvent anormaux. Une partie de ces embryons dégénère aux stades de formation ou de métamérisation de la bandelette germinative ou aux stades de formation des bourgeons d'appendices. Ils ont parfois une apparence normale, mais, le plus souvent, ils présentent, soit des anomalies de forme lors de la contraction de la masse vitelline qui prélude à la formation de la bandelette, soit des aberrations dans la métamérisation de cette bandelette qui souvent se réduit à un massif cellulaire anal. L'autre partie des embryons poursuit son développement jusqu'aux stades de pigmentation des yeux ou des pattes; ils ont un aspect pathologique et présentent des anomalies de la dent d'éclosion (nombre, position), des yeux (nombre, écartement, structure), des appendices (atrophie, fusion) ou de la segmentation dorsale.

*Conclusions.* — Dans nos expériences, la température constante de 11°,5 donne la plus courte durée de développement avec un taux de mortalité nul. Cette température est certainement inférieure à la température critique réelle qui, d'après la courbe $C_1$, se situe aux environs de 13°.

L'échelle de températures auxquelles le développement est normal (taux de mortalité nul) est comprise, dans nos expériences, entre 6 et 11°,5, mais elle est certainement un peu plus étendue.

A 11°,5, les éclosions ont lieu en décembre et janvier, nettement plus tôt que dans les stations naturelles où elles se situent seulement en mars et avril. Ceci s'explique par le fait que, dans ces stations, les œufs subissent des températures plus basses et variables qui vont de 12° environ au début du développement à 2° $\pm$ 3 de décembre à février pour remonter ensuite au moment des éclosions. Les températures constantes de 6 et de 7° qui se rapprochent de la moyenne des températures subies dans la nature provoquent des éclosions aux mêmes époques que ces dernières.

Le développement des œufs présente les caractères suivants d'adaptation aux conditions thermiques de la saison froide : forte résistance au froid, faible température critique (13°), taux de mortalité et pourcentage d'anormaux élevés aux températures supérieures à cette dernière, faible température léthale supérieure (20°).

Dans les conditions expérimentales indiquées, tous les embryons anormaux obtenus dégénèrent avant l'éclosion. La formation et la métamérisation de la bandelette germinative semblent être des stades critiques du développement embryonnaire.

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) J. GUEUTAL, *Bull. soc. ent. France*, 49, n° 2, 1944, p. 24-26.

(*Laboratoire souterrain du C. N. R. S., Moulis, Ariège.*)

TOXICOLOGIE. — *Toxicité percutanée de l'acide cyanhydrique.* Note (*) de MM. **Paul Bocquet**, **Robert Chary** et **Roger Jayot**, présentée par M. René Fabre.

L'absorption cutanée d'acide cyanhydrique, par la queue du rat, ou la paroi abdominale du cobaye, provoque une intoxication mortelle, en l'absence de toute inhalation de vapeur. Le danger d'une aspersion accidentelle ne doit donc pas être sous-estimé, pour l'homme simplement protégé par un appareil respiratoire.

La haute toxicité de l'acide cyanhydrique *par voie respiratoire* lors d'exposition à des concentrations élevées du produit gazeux est de notion courante. On trouve dans les Ouvrages classiques l'échelle des concentrations allant de l'atmosphère supportable sans aucun trouble [1] jusqu'aux teneurs dangereuses et immédiatement mortelles [2], [3], [4].

En ce qui concerne *les dangers de l'absorption cutanée*, la toxicité des composés cyanhydriques non volatils (cyanures, ferro et ferricyanures, etc.) est bien établie [5]. En revanche, la toxicité percutanée de l'acide cyanhydrique lui-même, quoique attestée par les observations de plusieurs spécialistes de médecine industrielle [6], [7], [8] ne semble pas avoir été jusqu'ici précisée expérimentalement.

On pourrait supposer qu'en raison de sa rapide volatilisation (É + 26° C) l'acide cyanhydrique répandu sur la peau réalise un contact de trop courte durée pour produire une intoxication mortelle. On peut se demander néanmoins dans quelle mesure, lors d'aspersion accidentelle, la pénétration cutanée intervient dans les effets toxiques à côté de l'absorption respiratoire. On peut se demander également si, chez un sujet protégé par un masque respiratoire, l'imprégnation d'une large surface de peau peut permettre, à elle seule, lors de projections exceptionnellement abondantes d'acide cyanhydrique, une absorption toxique fatale.

En vue de répondre à ces questions nous avons essayé d'estimer de façon quantitative sur l'animal la toxicité de l'acide cyanhydrique appliqué à l'état liquide sur la peau. Nous avons utilisé à cet effet les deux tests classiques d'investigation percutanée : immersion de la queue du rat et application sur la peau du cobaye.

Dans les deux types d'essais les animaux sont soustraits par une ventilation adéquate à toute inhalation de vapeurs, ce qui permet d'apprécier les seuls effets de l'absorption cutanée du toxique.

1. *Test d'immersion de la queue du rat.* — Cette épreuve peut être considérée comme un test d'approximation en matière de toxicité percutanée. L'animal est placé dans une cage cylindrique à barreaux dont le diamètre lui interdit de se retourner. Le plancher de cette cage est perforé d'un trou livrant passage à la queue. Le plafond, mobile à l'image d'un piston dans un corps de pompe, permet de régler la hauteur de l'habitacle à la

taille du rat qui se trouve ainsi immobilisé sans aucune striction. La queue pendant à l'extérieur est introduite dans une éprouvette remplie d'acide cyanhydrique refroidi, un raccord tubulaire de caoutchouc assurant la coaptation de façon imparfaitement étanche pour éviter la surpression due à l'évaporation du liquide. Nous utilisons un dispositif décrit par Massmann [9], comportant cinq cages semblables et permettant des observations en série.

La queue étant immergée sur une hauteur de 10 cm, la surface cutanée offerte à l'absorption du toxique est d'environ 8 à 9 cm². Dans ces conditions l'épreuve pratiquée sur 21 sujets (mâles Wistar de 170 g) entraîne la mort dans tous les cas en 10 à 70 mn (moyenne : 33 mn).

2. *Application sur la peau du cobaye.* — Les animaux sont immobilisés sur une gouttière, couchés sur le dos. La peau du ventre est tondue aussi ras que possible à la tondeuse électrique ou aux ciseaux fins. On vérifie soigneusement l'absence de lésion cutanée, morsure ou micro-blessure à l'emplacement où doit être appliqué le toxique liquide. On colle alors sur la peau une cupule de polyéthylène (du type utilisé pour le bouchage des litres à vin). Un petit orifice d'environ 2,5 mm est pratiqué dans le fond de la cupule, qui permet d'introduire le toxique à l'aide d'une microseringue de précision et évite le décollement du dispositif par surpression d'évaporation.

Cinquante-sept animaux mâles, de 450 à 500 g ont reçu application de doses allant de 30 à 50 μl d'acide cyanhydrique sur une surface cutanée d'environ 3 cm² limitée par les cupules. Les résultats rassemblés dans le tableau ci-dessous montrent qu'une dose de l'ordre de 30 à 50 μl (20 à 35 mg) est capable de tuer un cobaye d'une livre par absorption cutanée. La dose létale 50% peut être approximativement estimée aux températures de 15-25° C à une centaine de milligrammes par kilogramme. On remarquera qu'en retardant l'évaporation, le froid augmente la toxicité percutanée, notion qu'il faut souligner puisque les manipulations d'acide cyanhydrique impliquent le refroidissement préalable du toxique.

| Température du local (°C). | Dose appliquée (μl). | Mortalité. | Délai. |
|---|---|---|---|
| 25 | 500 | 5/5 | 10 à 14 mn |
| | 300 | 5/5 | Environ 15 mn |
| | 200 | 7/7 | 21 à 28 mn |
| | 100 | 5/10 | 15 à 22 » |
| 15 | 90 | 9/10 | 10 à 20 » |
| | 50 | 5/10 | 38 mn et au-delà |
| | 30 | 1/10 | 4 h |

*Conclusions.* — Les résultats précédents attestent que dans des conditions expérimentales excluant ou réduisant, il est vrai, l'évaporation, l'acide cyanhydrique est capable de réaliser par seule absorption cutanée, une

intoxication rapidement mortelle chez l'animal. Il est difficile d'extrapoler à l'homme avec précision la dose létale percutanée obtenue chez le cobaye. Le chiffre de 100 mg/kg sur 3 cm$^2$ représente cependant une dose assez faible pour qu'on puisse considérer comme très sévère pour l'Homme — indépendamment du risque respiratoire — le danger d'une aspersion cutanée massive et étendue lors d'accident survenant au cours d'opérations industrielles pouvant entraîner la projection de plusieurs centaines de centimètres cubes d'acide.

Il faut imaginer sans doute une aspersion abondante pour réaliser sur un homme protégé par un masque respiratoire, un contact cutané de l'acide liquide d'une durée suffisante pour provoquer une intoxication irrémédiablement mortelle dans les délais de quelques dizaines de minutes observés chez l'animal d'expérience. Néanmoins compte tenu de l'étendue possible des surfaces de peau souillées, du retard à l'évaporation d'un liquide refroidi susceptible de s'infiltrer sous les couches du vêtement, de la très grande solubilité de l'acide cyanhydrique dans la sueur, on doit considérer comme indispensable pour les opérateurs le port d'un équipement comprenant non seulement le masque et les gants mais assurant la protection du corps et couvrant notamment d'une cagoule imperméable les téguments exposés de la tête et du cou non protégés par le masque.

(*) Séance du 7 mars 1960.

(1) A. C. G. I. H. (Amer. Conf. of Gov. Ind. Hyg.), *Threshold Limit Values A. M. A. Arch. Ind. Health*, 18, 1958, p. 178-182.
(2) R. Kobert, *Kompend. der prakt. Toxikol. Stuttgart*, 1912 (cité par Henderson et Haggard, *Noxious Gases*, New-York, 1927).
(3) Lehmann-Hess (cité par R. Fabre, *Leçons de toxicologie*, Paris, 1943).
(4) P. A. Patty, *Ind. Hyg. and Toxicol.*, 2, 1942, p. 631 (cité par G. Paulet, *Presse Médicale*, 65, 1957, p. 573-576).
(5) R. Fabre, *Leçons de toxicologie*, Paris, Hermann, 1943.
(6) D. C. Walton et M. G. Witherspoon, *J. Pharmacol.*, 26, 1925-1926, p. 315.
(7) A. Fairley, E. C. Linton et F. E. Wild, *J. Hyg. Camb.*, 34, 1934, p. 283.
(8) A. Lloyd Potter, *Brit. J. Indust. Med.*, 7, 1950, p. 125.
(9) W. Massmann, *Arch. für Toxicol.*, 16, 1956, p. 208-214.

(*Service de Physiologie du Centre d'Études du Bouchet, Seine-et-Oise.*)

HÉMATOLOGIE. — *Mise en évidence d'un effet activateur du plasma sur la synthèse de l'hémoglobine* in vitro. Note (*) de MM. **Yves Najean, Raymond Ardaillou, Gabriel Richet** et **Jean Bernard**, présentée par M. Léon Binet.

Il est possible d'utiliser des reticulocytes humains *in vitro* pour étudier la synthèse de l'hème ([1]), ([2]). Nous avons étudié l'influence du plasma humain sur cette synthèse.

Méthode. — Le substrat consiste en globules rouges lavés, plus ou moins riches en réticulocytes. La synthèse de l'hème est appréciée par l'incorporation de radio-fer 59 lié au préalable à la sidérophiline plasmatique. Le plasma à étudier est ajouté au substrat. Dans tous les cas, le volume global est amené à 10 ml par une solution de Tyrode tamponnée. L'incubation est faite au bain-marie à 37° C avec agitation.

La radioactivité est comptée dans les globules rouges lavés trois fois à la fin de l'incubation et dans l'hème cristallisé à partir de ces globules. Les résultats sont exprimés en quantité de fer incorporé compte tenu de la concentration en fer du plasma.

Résultats. — 1° *Influence de la quantité de plasma utilisée sur l'incorporation globulaire du fer.* — L'augmentation du volume d'un même plasma entraîne un accroissement de la quantité de fer incorporé jusqu'à un niveau au-delà duquel l'incorporation ne progresse plus. Ce fait a été confirmé avec 27 plasmas d'origine différente (tableau I).

Tableau I.

| | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Quantité de plasma mis en incubation (ml) | 0,20 | 0,50 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
| Quantité de fer incorporé dans le culot globulaire ($\mu g.10^{-3}$) | 0,20 | 0,35 | 0,45 | 0,50 | 0,52 | 0,51 | 0,52 |

2° *Influence de la durée d'incubation sur l'incorporation globulaire du fer.* — L'incorporation du fer atteint un maximum, semblable quelle que soit la durée de l'incubation (de 1 h 30 à 5 h 30), avec une quantité de plasma d'autant plus faible que la durée de l'incubation est plus longue (tableau II).

Tableau II.

| | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Quantité de plasma mis en incubation ($cm^3$) | 0,20 | 0,50 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
| Quantité de fer incorporé ($\mu g.10^{-3}$) après une incubation de 1 h 30 mn | 0,17 | 0,33 | 0,46 | 0,53 | 0,61 | 0,62 | 0,61 |
| Quantité de fer incorporé ($\mu g.10^{-3}$) après une incubation de 5 h | 0,26 | 0,55 | 0,60 | 0,63 | 0,60 | 0,62 | 0,62 |

3° *Influence du taux des réticulocytes du substrat sur l'incorporation globulaire du fer.* — L'incorporation est nulle dans du sang vieilli et du sang de sujet aplasique. Elle est très élevée lorsque les globules proviennent de sujets atteints d'anémie hémolytique. Il n'y a pas de parallélisme étroit entre le chiffre de l'incorporation et le taux de la réticulocytose du fait des variations de l'âge moyen des réticulocytes d'un cas à l'autre.

Discussion. — Ces faits prouvent l'existence d'un facteur plasmatique favorisant la synthèse de l'hémoglobine par les réticulocytes *in vitro*.

On constate dans des résultats préliminaires l'existence de variations de l'activité de ce facteur d'un plasma à l'autre. Elle est particulièrement élevée par rapport à celle de témoins normaux dans des pancytopénies idiopathiques chroniques où il existe un trouble qualitatif de l'érythropoïèse ([4]). Les urines lyophilisées de ces sujets sont douées également d'un pouvoir de stimulation de la synthèse de l'hémoglobine, apprécié par comparaison avec un matériel semblable provenant de sujets normaux.

Le facteur mis en évidence est différent de celui stimulant la multiplication cellulaire des précurseurs de la lignée rouge ([2]). En effet, un plasma très actif sur la synthèse de l'hémoglobine injecté à une série de rats à jeun ne stimule pas l'érythropoïèse (réticulocytose, utilisation globulaire du fer *in vivo*). D'autre part, la fraction plasmatique extraite selon la méthode de Borsook à partir du même plasma s'est montrée incapable de stimuler la synthèse de l'hémoglobine *in vitro*.

Conclusion. — Un facteur favorisant la synthèse de l'hémoglobine *in vitro* par les réticulocytes a été mis en évidence dans le plasma normal. Il est très augmenté dans des états où il existe un trouble qualitatif de l'érythropoïèse. Ce facteur paraît différent de l'érythropoïétine active sur la division cellulaire.

(*) Séance du 7 mars 1960.

([1]) M. Boiron, C. Paoletti et M. Tubiana, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1165.

([2]) P. Carnot et C. Deflandre, *Comptes rendus*, 143, 1906, p. 384.

([3]) J. H. Jandl, J. K. Inman, R. L. Simmons et D. W. Allen, *J. Clin. Invest.*, 38, 1959, p. 161.

([4]) Y. Najean, L. Meeus Bith, C. Bernard, M. Boiron, J. Bousser et J. Bernard, *Le Sang*, 30, 1959, p. 101.

(*Laboratoire des Isotopes, Hôpital Saint-Louis, Hôpital Necker, Paris.*)

VIROLOGIE. — *Étude morphologique au microscope électronique du virus de la leucose lymphoïde (souche* RPL 12) *en culture de tissus* (1). Note de M. **Pascu Atanasiu**, Mlles **Jacqueline Sisman** et **Madeleine Wetten**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Étude au microscope électronique des cellules de foie d'embryon de poulet inoculées avec le virus de la leucose lymphoïde. Le virus se multiplie à l'intérieur du noyau de certaines cellules, les particules virales prennent une orientation d'allure cristalline. Par l'intermédiaire de vésicules formées à partir de la membrane nucléaire, la particule virale chemine dans le protoplasme vers la périphérie parmi les mitochondries et le réticulum endoplasmique ; que ce soit dans le noyau ou dans les vacuoles la particule virale a la même taille : 52 à 55 mμ.

Le virus de la leucose lymphoïde a été cultivé sur culture de tissus par Sharpless et coll. (2) et par Fontes et coll. (3) en 1958. Il a été identifié au microscope électronique avec la technique du comptage des particules par Davis et Sharpless (4) en 1959.

La particule infectante libre est sphérique, d'un diamètre de 90 mμ. Ce même virus a été vu uniquement dans le cytoplasme [Dmochowski et coll., 1959 (5)] en coupes ultrafines sur des tumeurs de poules malades.

Nous avons étudié le virus de le leucose lymphoïde en culture de tissus sur cellules de foie d'embryon de poulet examiné en coupes ultrafines au microscope électronique.

Après quelques passages sur poussin de huit jours, le virus a été adapté aux cultures de tissus de foie d'embryon de poulet. Nous avons employé la technique de Sharpless et Fontes (1958) (2), (3) avec quelques modifications. Au fur et à mesure que le virus s'adapte à la culture de tissus, il raccourcit sa période d'incubation pour présenter les lésions typiques de la leucose lymphoïde [Defendi et Sharpless, 1958 (6)] entre 24 et 48 h. Nous avons employé le 8e passage en culture de tissus.

Pour la microscopie électronique nous avons utilisé un matériel cellulaire infecté de 24 à 48 h. L'examen histologique et histochimique a montré des inclusions intranucléaires avec réaction de Feulgen positive. Les liquides surnageants des cultures ont été inoculés à des embryons de poulets de 11 jours chez qui ils ont provoqué des lésions nécrotiques et prolifératives, avec apparition d'inclusions intranucléaires type Defendi-Sharpless dans de rares cellules. Le matériel fixé à l'acide osmique (7) et inclus dans le métacrylate (8) a été examiné au microscope électronique sur coupes ultrafines.

*Résultats.* — A partir du 4e passage toutes les cellules des cultures (cellules du foie) sont atteintes en 24 h. Elles commencent à se rétrécir avec apparition de granulations dans le cytoplasme à l'examen direct. A la coloration hémalun-éosine on voit que presque toutes les cellules présentent des inclusions dans le noyau, inclusions rappelant celles des adénovirus (9)

mais sans nucléole, ou celles du zona avec une chromatine marginée, la masse de l'inclusion étant fortement oxyphile.

Au microscope électronique on observe une disparition du nucléole, avec condensation périphérique de la chromatine nucléaire. Le noyau est très augmenté de volume, il contient une masse homogène remplie de virus

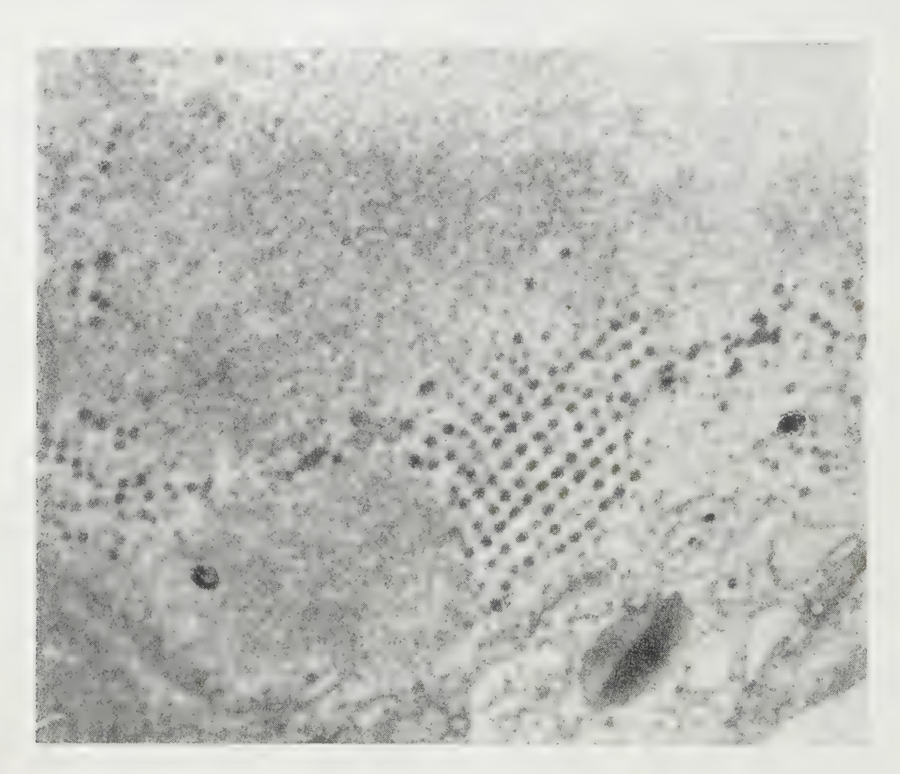


Fig. 1. — Cellule hépatique d'embryon de poulet en culture de tissus. Dans la masse homogène du noyau deux formations cristallines du virus en cours de multiplication (G × 34 000).

irrégulièrement disposé. Dans d'autres cellules, assez rares, la masse homogène de l'inclusion nucléaire montre des foyers de virus ayant une orientation cristalline (*fig.* 1). En général, la double membrane du noyau est intacte, mais parfois on constate des hernies de la membrane où le virus s'accumule, cette hernie se sépare du noyau pour former une vacuole qui va cheminer vers la périphérie du cytoplasme; on voit aussi des prolongations du réticulum endoplasmique dans le noyau qui achemineront le virus dans le cytoplasme vers la périphérie [Palade ([10])].

*En conclusion*, le virus de la leucose lymphoïde (souche RPL 12) d'Olson, Burmester et Sharpless, mis en culture de tissus sur cellules hépatiques d'embryon de poulet fait son apparition dans le noyau, au sein d'une masse homogène où il a une orientation cristalline; dans certaines cellules il chemine vers la périphérie de la cellule par un système de vacuoles qui se forment en partant de la membrane nucléaire.

(1) La souche de virus de la leucose lymphoïde nous a été fournie par le Docteur Sharpless.

(2) G. R. Sharpless, Y. Defendi et H. R. Cox, *Proc. Soc. exp. Biol.*, 97, 1958, p. 755-757.

(3) A. K. Fontes, B. R. Burmester, W. G. Walter et P. E. Iseler, *Proc. Soc. exp. Biol.*, 97, 1958, p. 854-857.

(4) M. C. Davies et G. R. Sharpless, *Cancer Res.*, 19, 1959, p. 233-235.

(5) L. Dmochowski, C. E. Grey, B. R. Burmester et M. A. Gross, *Proc. Soc. exp. Biol.*, 100, 1959, p. 514-516.

(6) V. Defendi et G. R. Sharpless, *J. nat. Cancer Inst.*, 21, 1958, p. 925-959.

(7) G. E. Palade, *J. exp. Med.*, 95, 1952, p. 285-298.

(8) S. B. Newman, E. Borysko et M. Swerdlow, *Science*, 110, 1949, p. 66-68.

(9) C. Morgan, C. Howe, H. M. Rose et D. H. Moore, *J. Biophys. Biochem. Cytol.*, 2, 1956, p. 351-360.

(10) G. Palade, 1959, Communication personnelle.

La séance est levée à 15 h 50 m.

L. B.

## *ERRATUM.*

—

(*Comptes rendus* du 29 février 1960.)

Note présentée le 22 février 1960, de M. *Paul Prieur*, Présence de deux systèmes d'oxydation de l'acétaldéhyde en acide acétique dans *Acetobacter xylium* :

Page 1733, les 9 lignes placées au-dessus des 11 dernières lignes de la page constituent la légende de la figure 1 et doivent se trouver à la page 1734, au-dessus de l'indication concernant la figure 2.

## BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

---

### Ouvrages reçus pendant les séances de février 1960.

Ciba Foundation study group n° 4. *Virus Virulence and Pathogenicity* in honour of *J. Mulder*, by G. E. W. Wolstenholme, Cecilia M. O'Connor. London, J. and A. Churchill, 1960; 1 vol. 19 cm.

Fallout from nuclear weapons tests. *Hearings before the special subcommittee on radiation of the joint committee on atomic energy congress of the United States*, eighty-sixt congress, first session, may 5-8, 1959. Vol. 1, 2 et 3. Washington, United States government printing office, 1959; 3 vol. 23 cm.

Id. *Agreement for cooperation between the United States and the International atomic energy agency*, june 30, 1959; Washington, United States government printing office, 1959; 1 fasc. 23 cm.

*The Japanese Journal of Gastro enterology*. Proceedings of the 44th Annual meeting, 1958. Tokyo, The Gastroenterological society of Japan; 1 vol. 26 cm.

Bibliothèque générale. *Méthodes de calcul en physique*, par Pierre Frissard. Rambouillet, chez l'Auteur, 1959; 1 fasc. 27 cm (multicopié).

Faculté des sciences de Paris. *Séminaire de topologie et de géométrie différentielle dirigé* par Charles Ehresmann. 1re année 1957-1958. Paris, Secrétariat mathématique, 1959; 1 fasc. 27 cm (multicopié).

Id. *Séminaire d'analyse dirigé* par Pierre Lelong. 1re et 2e années, 1957-1958, 1958-1959. Paris, Secrétariat mathématique, 1959; 2 fasc. 27 cm (multicopié).

Id. *Séminaire de Théorie du potentiel dirigé* par Marcel Brelot, G. Choquet, J. Deny, 2e année 1958. Paris, Secrétariat mathématique, 1959; 1 fasc. 27 cm (multicopié).

Id. *Séminaire de Mécanique analytique et de Mécanique céleste dirigé* par Maurice Janet, 2e année 1958-1959. Paris, Secrétariat mathématique, 1959; 1 fasc. 27 cm (multicopié).

École normale supérieure. *Séminaire Henri Cartan*, 11e année 1958-1959. *Invariant de Hopf et opérations cohomologiques secondaires*. Vol. 1 et 2, deuxième édition. Paris, Secrétariat mathématique, 1959; 2 fasc. 27 cm (multicopié).

*Séminaire Bourbaki*, 1re année 1948-1949. Textes *des conférences*, deuxième édition, corrigée. Exposés 1 à 16; 2e année, 1949-1950, exposés 17 à 32; 3e année, 1950-1951, exposés 33 à 49; 4e année, 1951-1952, exposés 50 à 67; 5e année, 1952-1953, exposés 68 à 83; 6e année, 1953-1954, exposés 84 à 100; 7e année, 1954-1955, exposés 101 à 119; 8e année, 1955-1956, exposés 120 à 136; 9e année, 1956-1957, exposés 137 à 151; 11e année, 1958-1959, fasc. 1, exposés 169 à 174; fasc. 2, exposés 175 à 180; fasc. 3, exposés 181 à 186. Paris, Secrétariat mathématique, 1959; 12 fasc. 27 cm (multicopié).

Royaume de Belgique. Ministère du Congo belge et du Ruanda-Urundi. Commission de géologie. *Carte géologique du Congo belge et du Ruanda-Urundi*, au 1/50 000e. Planchettes S. 6/15, N. W. 1, N. W. 2, N. W. 3; 3 pl. 113 × 75 cm.

*Sobre la gravitation de los esferoides (elipsoides de revolucion)*, por M. ARKHANGUELSKY. Extrait del *Boletin de la Academia nacional de Ciencias*, tomo 40, mayo 1958. Cordoba (R. A.), Imprenta de la Universidad, 1958; 1 fasc. 26 cm.

Présidence du Conseil, Commissariat à l'énergie atomique. *Contribution à l'étude de l'échange catalytique hydrogène-deutérium entre l'hydrogène et les hydrocarbures*, par JEAN RAVOIRE. Thèse. Gyf-sur-Yvette, Centre d'études nucléaires de Saclay, 1959; 1 fasc. 27 cm.

Id. *Étude des imperfections de structure du fluorure de lithium irradié (neutrons thermiques)*, par MARIANNE LAMBERT. Thèse. Gif-sur-Yvette, Centre d'études nucléaires de Saclay, 1959; 1 fasc. 27 cm.

Id. *Physique des réacteurs. Étude du transport des neutrons par la méthode de modulation*, par VICTOR RAIEVSKI. Thèse. Gif-sur-Yvette, Centre d'études nucléaires de Saclay, 1959; 1 fasc. 27 cm.

*Les observatoires astronomiques et les astronomes*, par FERNAND RIGAUX. Bruxelles, Observatoire royal de Belgique, 1959; 1 vol. 27 cm.

*L'agronomie tropicale*, n° 5, 1959 : *Les sols subarides au Sénégal*, par R. MAIGNIEN. Hann-Dakar, Centre de recherche pédologique de l'Orstom, 1959; 1 fasc. 27 cm.

*Traité d'électricité théorique*. Tome III. *Principe de relativité et Lois générales de l'électromagnétisme et de l'électrodynamique*, par MARC JOUGUET. Paris, Gauthier-Villars, 1960; 1 vol. 24 cm.

*L'énergie nucléaire*, par MARC LEFORT. Deuxième édition revue et augmentée. Paris, Gauthier-Villars, 1959; 1 vol. 24 cm.

*Fonctions hypergéométriques confluentes*, par F. G. TRICOMI, in *Mémorial des sciences mathématiques*, fasc. CXL. Paris, Gauthier-Villars, 1960; 1 fasc. 24 cm (présenté par M. Henri Villat).

*Thérapeutique bucco-dentaire et maxillo-faciale*, par MARCEL DARCISSAC. Paris, Maloine, 1959; 1 vol. 25,5 cm (présenté par M. Léon Binet).

*Of Microbes and Men*, by SELMAN A. WAKSMAN. New Brunswick, N. J., Rutgers Research and Educational Foundation, 1959; 1 fasc. 28 cm.

Brookhaven Symposia in Biology. Number 12. *Structure and function of genetic elements*. Report of Symposium held June 1-3, 1959. Upton, N. J. Biology Department Brookhaven national Laboratory; 1 vol. 25 cm.

*Le synchrotron à protons de 25 GeV du CERN*. Genève, Organisation européenne pour la recherche nucléaire, 1960; 1 fasc. 29,5 cm.

*Proceedings of technical Meetings*, published by UNITED STATES ATOMIC ENERGY COMMISSION. Washington, Technical Information Service, 1959; 1 fasc. 23,5 cm.

*La révolution française et la science*, 1789-1795, par JOSEPH FAYET. Paris, Marcel Rivière et C^ie^, 1960; 1 vol. 22,5 cm (présenté par M. Robert Courrier).

Institut de France. *Académie des Beaux-Arts, années* 1958-1959. Paris, A. J. Picard et au Secrétariat de l'Académie, 1959; 1 vol. 23 cm.

(*A suivre*).